

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE MADRID

Departamento de Física de Materiales



**Redes holográficas y daño fotorrefractivo en guías  
ópticas de  $\text{LiNbO}_3$ . Guías por irradiación con iones  
de alta energía.**

**Javier Villarroel Freites**

Madrid, Octubre de 2010



UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE MADRID  
Departamento de Física de Materiales



# **Redes holográficas y daño fotorrefractivo en guías ópticas $\text{LiNbO}_3$ . Guías por irradiación con iones de alta energía.**

Memoria presentada por

***Javier Villarroel Freites***

para optar al grado de Doctor en Ciencias Físicas

por la Universidad Autónoma de Madrid

*Directores de la Tesis:*

Prof. Mercedes Carrascosa Rico

Prof. Ángel García-Cabañes

Madrid, Octubre de 2010





# Índice general

<b>Prefacio</b>	<b>v</b>
<b>Índice alfabético</b>	<b>v</b>
<b>I Introducción</b>	<b>1</b>
<b>1. Guías de Onda</b>	<b>3</b>
1.1. Introducción . . . . .	3
1.2. Generalidades de las guías de onda . . . . .	4
1.2.1. Modos de propagación . . . . .	4
1.3. Consideraciones experimentales . . . . .	5
1.4. Determinación de la intensidad dentro de la guía de onda . . . . .	7
1.5. Caracterización de las guías de onda . . . . .	8
1.6. Guías de onda en $\text{LiNbO}_3$ . . . . .	9
1.6.1. Crecimiento y propiedades ópticas del $\text{LiNbO}_3$ . . . . .	9
1.6.2. Tipos de guías de onda en $\text{LiNbO}_3$ . . . . .	11
1.7. Guías por intercambio protónico en fase alfa. . . . .	13
1.8. Guías por irradiación con iones de alta energía . . . . .	15
<b>2. Efecto Fotorrefractivo</b>	<b>17</b>
2.1. El efecto fotorrefractivo . . . . .	17

2.2. Modelo Estándar . . . . .	18
2.2.1. Excitación y atrapamiento de electrones . . . . .	19
2.2.2. Transporte de cargas . . . . .	19
2.2.3. Cambio de índice de refracción. . . . .	21
2.2.4. Ecuaciones del modelo de bandas . . . . .	22
2.3. Redes fotorrefractivas en guías de onda en $\text{LiNbO}_3$ . . . . .	24
2.4. Daño óptico fotorrefractivo. . . . .	26

## **II Resultados 29**

### **3. Redes holográficas en guías de onda planas. 31**

3.1. Introducción . . . . .	31
3.2. Montaje experimental . . . . .	32
3.2.1. Muestras utilizadas. . . . .	32
3.2.2. Grabado y borrado de redes holográficas . . . . .	32
3.2.3. El proceso de medición . . . . .	35
3.3. Medida del índice de refracción de saturación. . . . .	35
3.3.1. Efecto de la modulación de la red. . . . .	35
3.3.2. Dependencia con la intensidad. . . . .	36
3.4. Borrados óptico y en oscuridad de redes holográficas. . . . .	40
3.4.1. Borrados ópticos . . . . .	41
3.4.2. Borrados en oscuridad . . . . .	43
3.5. Conclusiones . . . . .	45

### **4. Daño óptico en guías de onda planares 47**

4.1. Introducción . . . . .	47
4.2. Montaje experimental . . . . .	48

4.3.	Curvas características y umbrales de daño . . . . .	50
4.3.1.	Efecto del dopaje con Magnesio. . . . .	50
4.3.2.	Dependencia con la temperatura . . . . .	51
4.3.3.	Configuración geométrica del cristal de $\text{LiNbO}_3$ : Comparación entre guías en corte $x$ y corte $z$ . . . . .	53
4.3.4.	Dependencia con la distancia de propagación. . . . .	54
4.4.	Estudio del perfil luminoso de salida. . . . .	55
4.4.1.	Observación de estructuración del perfil: Filamentación . . . . .	57
4.4.2.	Efecto de la configuración del cristal: Comparación entre el corte $x$ y corte $z$ . . . . .	58
4.4.3.	Respuesta Temporal de la filamentación: Comparación entre corte $x$ y corte $z$ . . . . .	59
4.4.4.	Discusión del fenómeno de filamentación. . . . .	61
4.5.	Conclusiones . . . . .	61
<b>5.</b>	<b>Modelo teórico</b>	<b>65</b>
5.1.	Introducción . . . . .	65
5.2.	El Modelo de dos centros fotorrefractivos . . . . .	66
5.2.1.	Sistema de Ecuaciones . . . . .	66
5.2.2.	Determinación de los valores de los parámetros. . . . .	67
5.2.3.	Distribución de las cargas. . . . .	70
5.3.	Resultados para un solo haz . . . . .	73
5.3.1.	Cambio de índice de refracción en saturación $\Delta n_{\text{sat}}$ , corriente fotovoltaica $j_{FV}$ y conductividad $\sigma$ . . . . .	74
5.3.2.	Dependencias con la temperatura y los parámetros del material. . . . .	78
5.3.3.	Propagación de un haz en una guía de onda fotorrefractiva. . . . .	82
5.4.	Resultados para la interferencia de haces. . . . .	91

5.4.1. Solución del sistema de ecuaciones para iluminación sinusoidal. . . . .	91
5.4.2. Redes fotorrefractivas: amplitud y fase. . . . .	93
5.4.3. Amplificación por mezcla de dos ondas. <i>Redes de Ruido</i> . . . . .	96
5.5. Conclusiones . . . . .	97
<b>6. EFR en guías por irradiación iónica</b>	<b>99</b>
6.1. Introducción . . . . .	99
6.2. Caracterización fotorrefractiva . . . . .	99
6.2.1. Grabado de redes holográficas. Eficiencia de difracción. . . . .	100
6.2.2. Borrado de las redes holográficas. . . . .	101
6.3. Reflector Bragg . . . . .	102
6.3.1. Consideraciones experimentales. . . . .	103
6.3.2. Acoplamiento de haces y eficiencia de difracción. . . . .	103
6.3.3. Determinación del cambio de índice de refracción y del coeficiente de amplificación. . . . .	106
6.4. Daño óptico en guías por irradiación. . . . .	109
6.4.1. Intensidad umbral de daño. . . . .	110
6.4.2. Degradación del perfil de intensidad del haz. . . . .	110
6.5. Conclusiones . . . . .	112
<b>7. Discusión global y conclusiones.</b>	<b>113</b>
7.1. Discusión global. . . . .	113
7.2. Conclusiones. . . . .	114
<b>Publicaciones</b>	<b>117</b>
<b>Bibliografía</b>	<b>119</b>

# Prefacio

El Niobato de Litio ( $\text{LiNbO}_3$ ) es uno de los cristales dieléctricos más utilizados en la actualidad en el área de la fotónica y de la óptica no lineal. Este material destaca por presentar una variedad de propiedades ópticas no lineales que dan lugar a una serie de aplicaciones tales como moduladores electroópticos, generadores de segundo armónico, memorias holográficas y filtros interferenciales, entre otros.

Una de las propiedades más interesantes de este cristal, responsable de alguna de las propiedades antes mencionadas, es el efecto fotorrefractivo (EFR), que permite modificar el índice de refracción del material mediante haces de luz incluso de baja intensidad. Por otro lado, el  $\text{LiNbO}_3$  tiene un interés particular por ser una cristal idóneo para la fabricación de guías de onda de muy bajas pérdidas y de alta calidad óptica. Esto hace del  $\text{LiNbO}_3$  un cristal también relevante para aplicaciones fotorrefractivas en guías onda.

El EFR se ha estudiado y caracterizado en los cristales de  $\text{LiNbO}_3$  desde dos puntos de vista con connotaciones, de alguna manera contradictorias:

- En primer lugar, el EFR es un fenómeno de gran utilidad en aplicaciones fotónicas basadas en grabado holográfico y otros efectos no lineales.
- En segundo lugar, el cambio de índice generado por el EFR tiene un efecto negativo cuando produce una distorsión y/o degradación no intencionada en el haz luminoso que lo origina.

Ambos aspectos tienen una fuerte repercusión tecnológica, aunque por razones muy diferentes. En el primer caso, el EFR permite la grabación de información, la deflexión de la luz y el filtrado de frecuencias, entre otros. Sin embargo, en el segundo caso, supone un serio problema para aplicaciones que requieren alta potencia luminosa pues la distorsión generada reduce el rendimiento de los dispositivos.

La producción de redes holográficas es bien conocida y ha sido ampliamente estudiada en volumen. En guías de onda, el estudio ha sido más escaso y superficial. Además, falta

la caracterización de algunos tipos de guías de onda fabricadas con métodos desarrollados recientemente.

Por otro lado, el daño óptico, aunque citado en innumerables trabajos, no ha sido estudiado con suficiente profundidad, y mucho menos en guías de onda, quedando muchos problemas abiertos que dificultan el control y la eliminación del fenómeno.

El objetivo fundamental de esta tesis ha sido clarificar, de manera definitiva, los mecanismos que producen el daño óptico. Para ello, se ha realizado un estudio conjunto, teórico y experimental, sobre el efecto fotorrefractivo en guías de onda centrado, especialmente, en las regiones de intensidad luminosa donde se manifiesta el daño. Incluye tanto la revisión y profundización en experimentos ya realizados (aunque en otro tipo de guías de niobato de litio) como la realización de otros nuevos y el desarrollo de un modelo para interpretarlos. Este último punto es de vital importancia debido a que los modelos existentes fallaban en la explicación de los aspectos claves de la fenomenología del daño fotorrefractivo.

Además, la investigación planteada en el párrafo anterior ha permitido, simultáneamente, avanzar en la optimización del efecto fotorrefractivo ya desde la perspectiva alternativa de sus aplicaciones holográficas. Por ello, en este trabajo también se ha perseguido clarificar las condiciones de grabado eficiente de redes holográficas y la influencia de parámetros particularmente relevantes como la intensidad luminosa a la que se trabaja y el estado óxido-reducción de la impurezas o defectos activos.

El trabajo experimental ha sido realizado mayoritariamente sobre las guías de onda fabricadas por intercambio protónico en fase alfa, ya que la fabricación y caracterización de las guías ha sido optimizada en nuestro laboratorio de Óptica No Lineal, gracias al esfuerzo realizado en distintos trabajos previos. Además, un último objetivo de la tesis ha sido realizar la primera caracterización conocida del EFR en un nuevo tipo de guías obtenidas por irradiación iónica, cuyo método de fabricación ha sido desarrollado recientemente por el grupo de Aplicaciones Fotónicas con Iones del Centro de Microanálisis de Materiales (CMAM) de la Universidad Autónoma de Madrid.

El trabajo realizado se ha dividido en dos grandes partes: I Introducción y II Resultados. Como se puede observar, hemos prescindido de un capítulo específico de técnicas experimentales. Las técnicas experimentales han sido integradas en los capítulos de resultados correspondientes, aunque las consideraciones experimentales generales se incluyen junto con la información introductoria sobre las guías.

La introducción esta constituida por dos capítulos. Un primer capítulo dedicado a las guías de onda, donde se definen estas estructuras y se describen las características generales más relevantes de las guías de onda en niobato de litio. En este capítulo se explican con detalle

los métodos de fabricación y las propiedades de las guías utilizadas en este trabajo. El segundo capítulo está dedicado a introducir el efecto fotorrefractivo: por un lado el fenómeno y el modelo teórico estándar que lo describe, y por otro, el estado del arte del EFR y el daño óptico en guías de onda.

La segunda parte de esta tesis esta centrada en los resultados originales, tanto experimentales como teóricos. Esta parte consta de 4 capítulos:

En el capítulo 3, se hace un estudio del efecto fotorrefractivo en guías de onda en fase alfa fabricadas sobre niobato de litio no dopado, mediante el grabado y borrado de redes holográficas, haciendo hincapié en caracterizar la dependencia de la respuesta fotorrefractiva con la intensidad luminosa y la conductividad para estas guías.

El capítulo 4, se centra en estudiar sistemáticamente los umbrales de daño bajo diferentes condiciones experimentales. Se estudia la influencia del dopaje con Mg, de las variaciones de temperatura, de la configuración geométrica y de la distancia de propagación. Además, se hace un estudio minucioso del perfil de intensidad del haz de salida en función de la intensidad para caracterizar con más detalle el fenómeno del daño óptico.

En el capítulo 5, se realiza un desarrollo exhaustivo de un modelo de dos centros fotorrefractivos con el fin de entender y describir el daño. Este modelo se estudia en el caso general para luego ser aplicado, tanto a la propagación dentro de una guía de onda, como a la interferencia de ondas, haciendo hincapié en describir los datos experimentales obtenidos en los capítulos anteriores.

En el capítulo 6, se hace un estudio sobre la respuesta fotorrefractiva y el daño óptico en guías de onda fabricadas por el novedoso método de irradiación con iones de alta energía.

La memoria finaliza con un apartado que aporta una visión global del trabajo, indicando las conclusiones más relevantes que se han obtenido.





# **Parte I**

## **Introducción**



# Capítulo 1

## Guías de Onda

En este capítulo se realizara una breve descripción teórica de los fundamentos y del funcionamiento de las guías de onda ópticas, los métodos de fabricación que se han utilizado en este trabajo y las consideración experimentales que se han tenido en cuenta a la hora de trabajar con guías de onda planares.

### 1.1. Introducción

Uno de los objetivos de este trabajo es estudiar en profundidad el efecto fotorefractivo en cristales puros de  $\text{LiNbO}_3$ . Sin embargo, es bien conocido que típicamente para estudiar este efecto en el niobato de litio es necesario dopar los cristales con elementos como Fe, Cu y Mn [1, 2] debido a que estos dopantes aumentan la respuesta fotorrefractiva del material. En este sentido la utilización de guías de ondas presentan diversas ventajas sobre los estudios en volumen tales como: permiten tanto utilizar largas longitudes de propagación como aumentar la intensidad dentro del cristal en varios ordenes de magnitud debido al confinamiento, que como veremos, facilita la observación del fenómeno. Además la utilización de guías de onda permite estudiar el fenómeno en distintos ejes espaciales debido a que la sección transversal del haz dentro de la guía puede ser considerada como una dimensión. En este capítulo se realizara una breve descripción teórica del funcionamiento de la guías, sus métodos de fabricación y las consideraciones experimentales a tener en cuenta para trabajar en ellas.

## 1.2. Generalidades de las guías de onda

Como su nombre lo indica, las guías de onda son dispositivos capaces de confinar y propagar las ondas en una dirección determinada. Existen diversos tipos de guías de onda que se pueden clasificar dependiendo del tipo de ondas que son propagadas, del material utilizado, de la distribución geométrica del confinamiento, etc. En particular nos va a interesar en este trabajo la guías de onda ópticas, debido a que propagan ondas electromagnéticas del espectro visible.

Para crear guías de ondas ópticas, en general, se utiliza materiales dieléctricos donde el confinamiento de la luz se debe al fenómeno de *Reflexión Total Interna*. Este fenómeno se produce cuando una onda electromagnética que se propaga en un medio de índice de refracción  $n_1$  incide en un medio  $n_2$  con un ángulo  $\theta_1$  tal que la ecuación de Snell,  $n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2$  no se satisface ( $n_1/n_2 \times \sin \theta_1 \geq 1$ ). Esto solo es posible en el caso de que  $n_1 > n_2$ . Bajo estas condiciones se puede mantener una onda confinada en un espacio geométrico rodeado por materiales de índice de refracción menor. Este espacio puede ser de 2D (e.g. guías de ondas planares), 1D (e.g. guías acanaladas y fibras ópticas) o 0D (e.g. cristales fotónicos).

En este trabajo solo se han utilizado guías de onda planares donde el sustrato utilizado es el niobato de litio. En éstas se puede describir la geometría de la guía dando el índice de refracción en función de la dimensión que define el plano perpendicular a la guía por ejemplo  $n = n(x)$ . Existen dos tipos de guías de onda que se diferencian en la forma del índice de refracción. Si el índice de refracción cambia bruscamente entre los recubrimientos y la guía se dice que la guía tiene forma de *escalón*, y en cambio si la transición entre el recubrimiento y la guía es continua, se dice que la guía tiene un perfil de índice *gradual*. En el caso de las guías de perfil escalón la luz rebota en la interfase entre los recubrimientos y la guía. Sin embargo, en el caso de las guías de perfil gradual la interfase no está bien definida, así que la luz se curva progresivamente hasta el *punto de retorno* debido al gradiente de  $n(x)$ .

### 1.2.1. Modos de propagación

En general cualquier lamina de índice de refracción mayor que los recubrimientos permite confinar la luz dentro de la guía, siempre y cuando la lamina tenga un espesor mayor que la longitud de onda de la luz. Cuando este espesor es del orden de la longitud de onda, la propagación de la luz depende de las interferencias constructivas que aparecen cuando las reflexiones consecutivas tienen una diferencia de fase de  $2\pi$ . Al plantear las ecuaciones de Maxwell con las condiciones de contorno de la guía de onda, se obtiene la siguiente relación.

$$\frac{\partial^2 E_m(x)}{\partial x^2} + [k_0 n(x) - \beta_m] E_m(x) = 0 \quad (1.1)$$

Donde  $E_m(x)$  es el campo eléctrico de la onda que se propaga.  $k_0$  el vector de onda de la luz y  $\beta_m$  la constante de propagación modal efectiva. Esta constante es la componente del vector de onda en la dirección de propagación ( $\beta_m = k \sin \theta_m$ ).

La ecuación 1.1 es una ecuación de autovalores  $\beta_m$  de infinitas soluciones. Sin embargo, solo un número discreto de soluciones cumplen con la condición de confinamiento que exige que el campo eléctrico se encuentre localizado dentro de las fronteras de la guía. A estas soluciones se les conoce como *Modos de Propagación* o *Modos Guiados*. Estos modos son representados por el parámetro  $N_m$  o *índice de refracción efectivo* donde  $m$  es el orden del modo. Este índice se define como  $N_m = \beta_m / k_0 = n_g \sin \theta_m$  y esta limitado por el índice de refracción de la guía  $n_g$  y por los índices de refracción de los recubrimientos  $n_g > N_m > n_{r2} > n_{r1}$ ,  $n_{r2}$  es el índice de refracción del sustrato y  $n_{r1}$  el del aire.

Por otro lado, cuando una onda cualquiera penetra en la guía de onda, esta es proyectada en una base de soluciones infinitas determinadas por la polarización de la luz. Estas soluciones se dividen en dos grupos, las soluciones TE cuyo campo eléctrico es perpendicular al plano de incidencia y las TM donde es el campo magnético es paralelo a la guía.

Este fenómeno es totalmente isomorfo a un pozo de potencial cuántico, donde solo un número discreto de soluciones describen las condiciones de una partícula dentro del pozo. Análogamente la estructura de la ecuación 1.1 es equivalente a la ecuación de Schrödinger para un pozo cuántico, donde el perfil de índice sería equivalente al perfil del pozo y  $\beta_m$  sería equivalente a la energía de la partícula. Esta circunstancia especial permite utilizar los desarrollos teóricos y los métodos matemáticos que estudian la ecuación de Schrödinger para determinar diferentes aspectos de la propagación de los modos dentro de la guía. Tal es caso de la aproximación WKB inverso [3, 4, 5] y el método de capas [6, 7], los cuales son utilizados para determinar el perfil de índice de la guía si se conocen los índices efectivos de cada modo.

### 1.3. Consideraciones experimentales para trabajar con las guías

Debido al alto cambio de índice entre el sustrato y el aire, acoplar luz dentro de una guía de onda óptica puede ser un problema. Existe la posibilidad de acoplar directamente en la dirección de propagación mediante la técnica conocida como *Acoplo por el Borde*. Esta técnica consiste en enfocar la luz con un objetivo de microscopio en el borde del sustrato a la altura de la guía que tiene un espesor de pocas micras. Sin embargo, a pesar de ser una técnica muy conocida y utilizada, presenta dos inconvenientes muy importantes para el caso de guías planares. Por un lado el objetivo de microscopio produce una alta divergencia de la luz dentro de la guía

planar (por ello es más recomendable para el caso de guías acanaladas). Por otro lado, el haz de luz se acopla a varios modos que se propagan al mismo tiempo, siendo difícil discriminar el fundamental de los demás. Esto es un problema difícil de manejar por varias razones: a) cada modo se propaga a una velocidad diferente, b) exceptuando al modo fundamental, los modos superiores tienen perfiles que presentan una estructura espacial no homogénea y c) la distribución de energía entre los modos es muy difícil de predecir y reproducir.

La técnica que utilizaremos para acoplar la luz en la guía de onda es la técnica de acoplo por prismas[8]. Básicamente, esta técnica consiste en colocar un prisma de un índice de refracción mayor al de la guía de onda. El material escogido para este fin es el Rutilo ( $\text{TiO}_2$ )[9].

Para acoplar la luz se coloca el prisma sobre la muestra y se dirige la luz hacia el sustrato atravesando el prisma como se muestra en la figura 1.1 (a). Entonces, debido a que el prisma tiene un índice de refracción mayor al del sustrato, un porcentaje alto de luz es transferido a la guía. Se utiliza la forma geométrica del prisma porque, en condición modal, la luz incide prácticamente perpendicular a la superficie del prisma reduciendo al mínimo las pérdidas por reflexión de Fresnel.

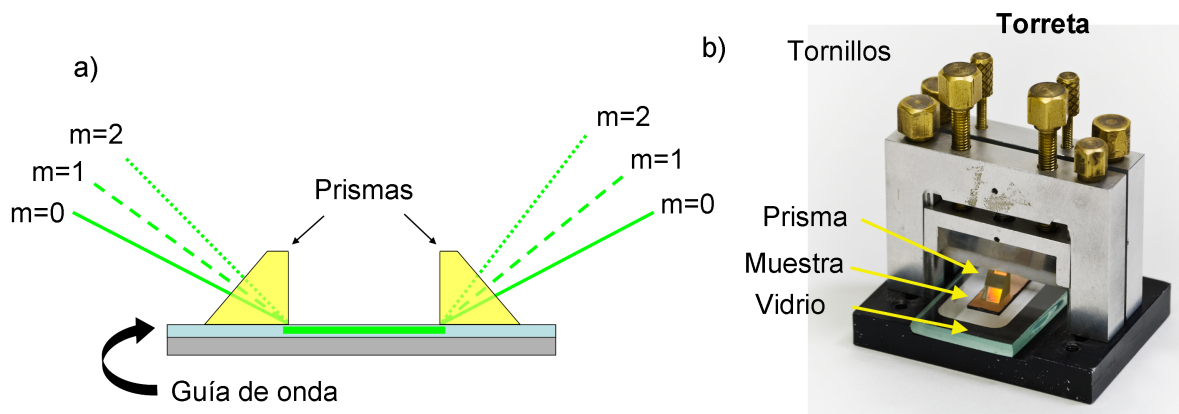


Figura 1.1: a) Esquema del acoplo y desacoplo de los modos en la guía de onda a través de los prismas de rutilo. b) Imagen real de una torreta: sistema de sujeción de la muestra y los prismas.

Para lograr un buen acoplo de la luz en la guía es necesario garantizar que no hay espacio de aire entre el prisma y la superficie de la muestra. Con este fin se han utilizado sistemas de sujeción de aluminio denominados *torretas*. Estas torretas tienen una parte móvil que permite sujetar y presionar el prisma sobre la superficie del sustrato (Fig. 1.1 (b)). Visualmente se puede detectar el contacto óptico entre el prisma y la guía cuando aparece una mancha oscura entre las superficies de contacto.

Esta técnica presenta varias ventajas frente al acoplo por el borde:

- ✓ La distribución de energía entre los modos acoplados depende únicamente del ángulo

de inserción del haz de entrada, siendo posible acoplar un único modo deseado. En prácticamente todos los casos se acoplará el modo fundamental.

- ✓ La divergencia del haz dentro de la guía solo depende de la divergencia del haz de entrada, así que un haz colimado se mantiene colimado dentro de la guía de onda.
- ✓ El tamaño del haz puede ser variado en un rango que va desde el límite de difracción ( $\sim 80 \mu\text{m}^1$ ) y el tamaño del contacto óptico que puede llegar a ser del ancho del prisma ( $\sim 5 \text{ mm}$ ).
- ✓ La dirección del haz dentro de la guía es la misma que la de entrada, siendo posible dirigir el haz en el abanico de ángulos posibles que permite los prismas.
- ✓ Esta configuración permite hacer incidir varios haces dentro de la guía. Este punto nos permitirá mas adelante colocar haces formando un ángulo entre ellos, con el fin de hacer interferencias dentro de la guía.
- ✓ Por último, una vez que es colocada y presionada la muestra dentro de la torreta, el conjunto puede moverse libremente de manera que es posible pasar de un montaje experimental a otro sin modificar las condiciones fijadas por la torreta (contacto óptico y separación entre prismas). Esto representa una gran ventaja experimental porque facilita la colocación y la retirada de la guía dentro de un sistema óptico previamente alineado.

## 1.4. Determinación de la intensidad dentro de la guía de onda

La utilización de prismas y cualquier otro método para acoplar luz en guías de onda presenta ciertas dificultades para medir con precisión la intensidad real dentro de la guía, a pesar de la facilidad que tienen estas técnicas para acoplar la luz. Estas dificultades se deben a varias características propias de los métodos empleados, tales como: la dificultad de estimar el ancho real del haz dentro de la guía, ya que este se modifica al salir de la guía, y la dificultad de saber con exactitud la cantidad de energía que se pierde cuando el haz atraviesa varios medios con propiedades ópticas diferentes.

En este sentido para estimar la intensidad dentro de la guía se ha seguido el método propuesto por Caballero *et al.* [10], quienes con gran precisión, desarrollan un método para determinar la intensidad dentro de la guía, que consiste en medir la potencia de la luz desacoplada por el prisma de salida en guías de intercambio protónico.

---

<sup>1</sup> Este es el límite para las condiciones de enfoque de nuestros experimentos  $f = 300 \text{ mm}$  y  $\lambda = 532 \text{ nm}$

Este método propone utilizar un factor de acoplamiento que se determina comparando la salida a través del prisma y la salida por el canto, en una serie de experimentos diferentes. Los factores de acoplamiento encontrados son  $\delta_0 = 0.6$  para el corte  $x$  y  $\delta_0 = 0.7$  para el corte  $z$  [10]. Utilizando el acoplo se calcula la intensidad dentro de la guía mediante la siguiente relación:

$$I_g = \frac{1}{\delta_0 T_{ab}} \frac{P_{out}}{h_m w_b} \quad (1.2)$$

Donde  $P_{out}$  es la potencia del haz medida a la salida de la guía y  $h_m w_b$  es la sección transversal efectiva del haz dentro de la guía, siendo  $h_m$  el ancho del perfil o profundidad del modo acoplado ( $\sim 2\mu\text{m}$ ) y  $w_b$  la anchura del haz dentro de la guía (0.08-3mm). El factor  $1/(\delta_0 T_{ab})$  es el factor de corrección de lo que se pierde en el acoplo de la interfase  $\text{LiNbO}_3$ -rutilo, donde  $\delta_0$  es el factor de acoplamiento y  $T_{ab}$  el factor de Fresnel que aparece cuando la luz traspasa la interfase entre el  $\text{LiNbO}_3$  y el rutilo. Nótese que esta forma de medir la intensidad, obtiene la intensidad promedio de la gaussiana que viaja dentro de la guía, así que de ahora en adelante cuando nos referimos a la intensidad, estaremos hablando de la intensidad promedio.

Este método es muy fácil de aplicar y da muy buenos resultados a la hora de determinar la intensidad. Sin embargo, el error de la estimación es alto del orden del 20 %. Este error se debe, en gran parte, a la incertidumbre del acoplo de salida del prisma  $\sim 15\%$  ya que el proceso de colocación y sujeción del prisma y el de alineación del haz para ser acoplado, varía mucho entre dos experimentos diferentes. A este error hay que sumarle la contribución del cálculo del ancho del haz y la incertidumbre de los instrumentos de medición utilizados. En general, todos los datos de intensidad y sus derivados obtenidos en este trabajo presentan un error relativo del 20 %.

## 1.5. Caracterización de las guías de onda

La técnica que se ha utilizado para caracterizar las guías se conoce con el nombre de *Modos Oscuros* o *Líneas m*. Esta técnica consiste en medir los ángulos en que son acoplados los modos en la guía, con lo que se pueden calcular los índices efectivos para cada modo y estimar el perfil de la guía.

Un esquema del montaje experimental de la técnica de modos oscuros se muestra en la figura 1.2. Un haz de luz láser es expandido con un objetivo de microscopio (40 $\times$ ) y luego es colimado con una lente esférica ( $f_1 = 60$  mm). Luego, una lente ( $f_2 = 120$  mm) enfoca al haz sobre la superficie del sustrato, haciendo que la luz incida con un cono ancho sobre la superficie. Esta lente garantiza que un abanico grande de  $\vec{k}$  incidan sobre la muestra. Entre las dos lentes se coloca una cruceta que es utilizada para visualizar el centro del haz. Para que la luz se acople a



la guía se utiliza un biprisma de rutilo. Así toda la luz no es acoplada a la guía, únicamente se acopla la luz que entra en los ángulos que satisfacen la condición modal. En una pantalla alejada a la muestra se proyecta el *spot* del haz de salida, donde a simple vista se pueden distinguir unas líneas oscuras que corresponden a la luz acoplada en la guía (Fig. 1.2).

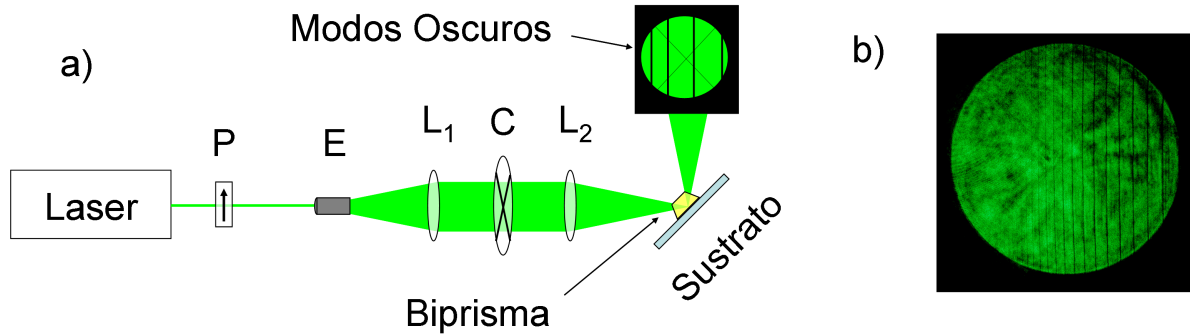


Figura 1.2: a) Montaje experimental de la técnica de modos oscuros (P: Polarizador, E: Expansor,  $L_1$  y  $L_2$ : Lentes y C: Cruceta). b) Imagen real de la pantalla donde se pueden apreciar más de 15 modos.

Para medir los ángulos de los modos oscuros en la pantalla, se utiliza la cruz proyectada por la cruceta y un goniómetro motorizado paso a paso que tiene una precisión de  $0.001^\circ$  de arco.

Sabiendo los ángulos en que aparecen las líneas oscuras ( $\phi_m$ ), los ángulos de entrada y salida del biprisma de rutilo, y el índice de refracción del rutilo ( $n_r$ ), se obtiene mediante la ecuación de Snell, los ángulos reales dentro de la guía ( $\theta_m$ ) y los índices efectivos ( $N_m$ ) para cada modo.

Una vez obtenidos los índices efectivos se hace una estimación del perfil de índice de refracción de la guía de onda y de la estructura espacial de los modos dentro de la guía. Para ello se utilizan dos métodos numéricos: el WKB inverso [3, 4, 5] y el método de capas [6, 7].

## 1.6. Guías de onda en $\text{LiNbO}_3$ .

En este trabajo se utilizan guías de onda fabricadas sobre sustratos de niobato de litio, por esta razón a continuación vamos a explicar brevemente algunas características del sustrato y del tipo de guías de onda que utilizaremos.

### 1.6.1. Crecimiento y propiedades ópticas del $\text{LiNbO}_3$ .

El niobato de litio ( $\text{LiNbO}_3$ ) es un cristal ferroeléctrico que ha sido sintetizado artificialmente de manera cristalina a partir del año 1949 [11], este no existe de manera natural. La estructura cristalina de este material es del tipo perovskita distorsionada perteneciente al grupo de simetría

puntual  $3m$  y al grupo espacial  $R\bar{3}c$ . La celda unidad esta formada por 6 octaedros adyacentes de oxigenos, donde cada tres octaedros están centrados por un átomo  $Nb^{5+}$ . El átomo de  $Li^+$  se encuentra ligeramente desplazado a temperatura ambiente, del centro de un triángulo formado por 3 oxigenos. Gracias a este desplazamiento aparece una polarización espontanea que es la responsable de prácticamente todas las propiedades del material tales como la ferroelectricidad, el efecto electroóptico, los procesos de generación de armónicos, el efecto fotovoltaico, etc. La dirección del desplazamiento define el eje cristalográfico del material (eje  $c$  o eje  $z$ ).

### **Crecimiento de cristales de $LiNbO_3$ .**

El niobato de litio, es fabricado típicamente mediante la técnica de Czochralski[12]. Esta técnica consiste en colocar una semilla (un cristal de  $LiNbO_3$ ) en contacto con un fundido de  $Li_2O$  y  $Nb_2O_5$ , entonces la semilla se tira hacia arriba generando un cristal debido al gradiente de temperatura entre la semilla y el fundido. Esta técnica es muy utilizada hoy en día pero presenta el inconveniente de producir un cristal con una estequiometría diferente a  $LiNbO_3$ . En realidad la relación entre el número de litios y de niobios es  $[Li]/([Li]+[Nb]) \sim 48.5 \%$ , lo que se conoce como el cristal congruente. Esta variación de la estequiometría afecta a la temperatura de Curie[13], al tamaño de la celda unidad, a la birrefringencia[13] y en especial, a la cantidad de defectos intrínsecos debido a la falta de litios y a la presencia de niobios en sitios donde debería haber un litio. De hecho, los cristales congruentes pueden llegar a tener una cantidad de niobios en sitio de litio o antisitios del 1 %, valor significativamente alto si se considera que las impurezas típicas introducidas en el proceso de fabricación pueden estar en el orden de los ppm.

### **Propiedades ópticas del $LiNbO_3$**

Una de las razones que hace al  $LiNbO_3$  muy interesante es la variedad de propiedades ópticas que presenta. El  $LiNbO_3$  en estado puro es un cristal con una transparencia cercana al 100 % en el rango entre el infrarrojo a  $5.5 \mu m$  y el borde de absorción ultravioleta que comienza a 350 nm [14, 2]. El índice de refracción del cristal es bastante alto del orden 2.23 lo que produce una reflexión del 15 % en incidencia normal del rango visible. El desplazamiento del Li produce una birrefringencia negativa  $n_e - n_o \sim 0.08$  [15]. El valor de la birrefringencia es muy sensible a la temperatura, a la longitud de onda de la luz, a la estequiometría y a las impurezas, siendo posible calcular los diferentes valores de  $n_o$  y  $n_e$  a través de las ecuaciones de dispersión de Sellmeier [16].

El  $LiNbO_3$  presenta varios efectos ópticos, donde destacan, el efecto electroóptico, el fotovoltaico, el piezoeléctrico, el efecto fotorrefractivo y sus propiedades no lineales.

Estos efectos están presentes a temperatura ambiente, cuando el  $\text{LiNbO}_3$  presenta su fase ferroeléctrica. En general, los efectos mencionados se deben la sensibilidad de la polarización espontánea y al índice de refracción. En la tabla 1.1 se presenta un resumen de las propiedades ópticas más relevantes del niobio de litio.

Características	Datos	Comentario comparativo	Ref.
Formula química	$\text{LiNbO}_3$ $\text{Li}_{1-x}\text{Nb}_{1+x/5}\text{O}_3$	Estequimétrico Congruente ( $\sim x = 0.028$ )	[17]
Estructura Cristalina	trigonal, grupo 3 m		[15]
Peso molecular	147.9		
Densidad	$4.644 \text{ gcm}^{-3}$	a 293 K	[18]
Punto fusión	$1260^\circ\text{C}$		[2]
Dureza	$\sim 5$ (Mohs)		[2]
T. Curie	$1150^\circ\text{C}$		[2]
Índice de Refracción	$n_e = 2.233, n_o = 2.321$ $n_e = 2.202, n_o = 2.285$	$(\lambda = 532 \text{ nm})$ $(\lambda = 633 \text{ nm})$	[16]
Transparencia óptica	$350 \text{ nm} - 5 \mu\text{m}$		[2]
Homogeneidad óptica	$\sim 10^{-5}$		[2]
Cons. dieléctrica	$\epsilon_{33}/\epsilon_0 = 30$ $\epsilon_{11}/\epsilon_0 = 10$		[15]
Coef. electroóptico	$r_{33} = 32 \text{ pmV}^{-1}$ $r_{13} = 10 \text{ pmV}^{-1}$		[15]
Coef. no lineal	$d_{33} = 34 \text{ pmV}^{-1}$ $d_{13} = 6 \text{ pmV}^{-1}$		[15]

Tabla 1.1: Tabla de referencia sobre las características y propiedades ópticas más relevantes del  $\text{LiNbO}_3$ .

### 1.6.2. Tipos de guías de onda en $\text{LiNbO}_3$ .

Las guías de onda fabricadas en  $\text{LiNbO}_3$  son las más estudiadas en trabajos fundamentales y aplicados sobre propiedades fotorrefractivas. Esto se debe a la variedad de propiedades ópticas no lineales que presentan y a la posibilidad de hacer guías de onda de bajas pérdidas, de alta calidad óptica y con buena resistencia química y mecánica. Además, el niobato de litio es un cristal que es fabricado en porciones monocristalinas de gran volumen con un coste relativamente bajo. Por estas razones, el  $\text{LiNbO}_3$  es una alternativa muy atractiva para fabricar guías de onda con propiedades no lineales.

En niobato de litio se fabrican guías de onda por distintos métodos entre los que sobresalen los siguientes:

### Guías por difusión de metales.

Se fabrican mediante la difusión de un metal en la superficie del cristal a temperaturas mayores de 1000 °C. Los elementos que pueden ser utilizados para fabricar guías son: Ti, Zn, Fe, Cu, V, Ni, Nb, Co, Ag y Au [19], donde destacan las guías por difusión de Ti y Zn. Las guías por difusión de Ti son las guías más conocidas y utilizadas para aplicaciones sobre  $\text{LiNbO}_3$  incluso a nivel comercial, por sus prestaciones para aplicaciones holográficas aunque presentan un daño óptico considerable [20, 21]. Por otro lado, las guías por difusión de Zn no son buenas para holográfica, siendo muy resistentes al daño óptico, y por tanto, adecuadas para aplicaciones como la generación de segundo armónico [22] y microlaseres [23].

### Guías por intercambio protónico

El método de fabricación de intercambio protónico consiste en la inserción de iones  $\text{H}^+$  en el cristal mediante la inmersión del sustrato en un ambiente de pH ácido a temperaturas del orden de los 300 °C. Este proceso produce a su vez la liberación de iones  $\text{Li}^+$  formando una capa de  $\text{Li}_{1-x}\text{H}_x\text{NbO}_3$  en la superficie del cristal. Las diferencias cristalográficas entre el  $\text{LiNbO}_3$  y  $\text{HNbO}_3$  provocan una alteración de los parámetros de red [24, 25], que produce un aumento de índice de refracción extraordinario ( $n_e$ ) y una disminución del ordinario ( $n_o$ ) en el caso del  $\text{LiNbO}_3$  [26]. Esto permite confinar y propagar luz con polarización paralela al eje polar del cristal ( $n_e$ ).

Este método de fabricación produce una guías de onda que destacan por tener bajas pérdidas y una alta calidad óptica aunque las características de cada guía depende de las condiciones utilizadas en el proceso de fabricación. Estas se pueden clasificar en:

**Guías PE (*Proton Exchange*):** Estas guías son creadas en ambientes muy ácidos disminuyendo significativamente las propiedades no lineales del cristal. Existen una variedad de ácidos y condiciones utilizadas en la literatura, de manera que es difícil comparar las características de las guías entre sí [27].

**Guías APE (*Annealing PE*):** Estas son guías PE que se someten a un proceso extra de *annealing* (recosido). En este proceso la guía se mantiene un tiempo considerable a una temperatura constante con el fin de difundir y diluir la concentración de protones en el cristal. Este proceso permite recuperar una parte de las propiedades no lineales del cristal. Estas guías son muy utilizadas debido a su resistencia al daño, aunque la respuesta fotorrefractiva es bastante menor que la de las guías de Ti [28].

**Guías SPE (*Soft PE*):** Estas guías son fabricadas en un ambiente menos ácido de manera que el cristal se vea menos afectado por la inserción de protones. En nuestro laboratorio se ha

desarrollado un método muy eficiente y reproducible que produce un guía de onda con una fase cristalina homogénea denominada fase alfa [25]. Las propiedades fotorrefractivas y de daño óptico van a ser estudiadas en este trabajo con profundidad, por esta razón, se dedicará una sección a explicar con detalle la fabricación y las propiedades de estas guías.

### **Guías producidas por haces de iones**

Estas guías son fabricadas al incidir un haz de iones sobre el sustrato. Entre estas guías las más conocidas son las guías por implantación iónica. Estas últimas se obtienen bombardeando el sustrato con haces de  $H^+$  o  $He^+$  con una energía entre los KeV y los MeV [29, 30, 31, 32]. La zona de guiado de la luz se encuentra entre la superficie del sustrato y la zona donde los iones son implantados.

Las guías fabricadas por este método se caracterizan por mantener un porcentaje alto de las propiedades no lineales del cristal. Sin embargo, es necesario un proceso de *annealing* para eliminar defectos de color y de *scattering* producidos en la irradiación [33]. Estas guías presentan una respuesta fotorrefractiva comparable a las guías de Ti [34], aunque es difícil controlar y reducir sus pérdidas de propagación.

Recientemente en nuestra universidad, se ha desarrollado una técnica de irradiación con iones pesados (*e.g.* Fe, O, Si) y de alta energía ( $\sim 20$  MeV) que produce una barrera amorfa de gran tamaño ( $\sim 4 \mu m$ ) [35]. Presentan la ventaja de requerir dosis 3 ordenes de magnitud menores a las guías por implantación, reduciendo significativamente los tiempos y costos de la fabricación. Además, variando los parámetros de fabricación se puede sintonizar la profundidad y el ancho de la barrera con mucha precisión.

Debido a la novedad de estas guías, aun no han sido caracterizadas las propiedades fotorrefractivas, por lo que este va a ser uno de los objetivos de este trabajo. Por esta razón, se explicará con más detalle el proceso de fabricación y las características de estas guías en la sección 1.8.

## **1.7. Guías por intercambio protónico en fase alfa.**

En este trabajo se ha utilizado un método de fabricación por intercambio protónico que utiliza una combinación de ácido benzoico ( $C_6H_5COOH$ ) y benzoato de litio ( $C_6H_5COOLi$ ) en solución acuosa, dentro de una ampolla cerrada. La distribución de las concentraciones de los compuestos químicos producen distintas fases cristalográficas del  $Li_{1-x}H_xNbO_3$  [25]. En particular, el método de fabricación que utilizamos produce unas guías cuya fase cristalina

se denominada *fase alfa*. Estas se caracterizan por tener un cambio de índice de refracción bajo ( $\sim 0.005$ ), un perfil de tipo gaussiano y por mantener los coeficientes no lineales altos permitiendo la generación de segundo armónico y la grabación de redes fotorefractivas. Por ejemplo, el coeficiente electroóptico ( $r_{33}$ ) es del orden del 70 % con respecto al volumen [36] y el coeficiente no lineal  $d_{33}$  se mantiene en un 80 % [37]. Además es importante señalar que el proceso de intercambio protónico aumenta únicamente el índice extraordinario. Por esta razón, las guías en fase alfa solo propagan ondas de una sola polarización.

Este método de fabricación ha sido optimizado en nuestro laboratorio [38, 39, 40] de manera que en la actualidad se consigue una alta reproducibilidad y efectividad en el control del proceso de fabricación y unas excelentes prestaciones ópticas de las guías de onda fabricadas [36].

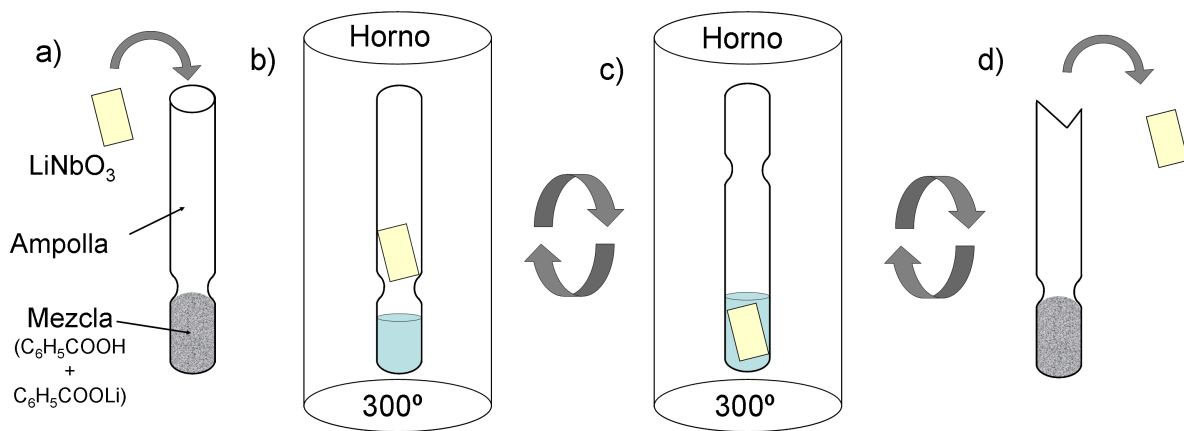


Figura 1.3: Esquema del proceso de fabricación de guías de onda por intercambio protónico en  $\text{LiNbO}_3$ .

En la figura 1.3 se muestra esquemáticamente como es el proceso de fabricación de las guías. Los pasos en el proceso de fabricación son los siguientes:

- Se prepara la mezcla de ácido benzoico y benzoato de litio en polvo y se funde a unos  $270^\circ\text{C}$  en una ampolla abierta. Para obtener la fase alfa se utiliza una concentración de benzoato de litio del 3 %.
- Se introduce el sustrato dentro de la ampolla y se sella. Las ampollas utilizadas son fabricadas en vidrio Pyrex®, con un diámetro de 16 mm, un espesor de 2.5 mm y unos 180 mm de largo. A unos 60 mm de uno de los bordes se hace un cuello más estrecho en la ampolla con el fin de separar la muestra y los ácidos. La ampolla se cierra fundiendo el extremo abierto y se introduce en un horno cuya temperatura se estabiliza a  $300^\circ\text{C}$ .
- Cuando los ácidos se funden se procede a girar la ampolla con el fin de sumergir la muestra en la mezcla de ácidos fundidos. La ampolla se mantiene en este estado por un tiempo comprendido entre 14 y 90 h. El tiempo de intercambio determina algunas características de

la guía, tales como: la profundidad y el salto cambio de índice, y el estado de reducción de las impurezas de hierro [41].

- d) Al terminar el tiempo de fabricación de la guía de onda, se gira de nuevo la ampolla con el fin de separar los ácidos de la muestra, y se deja enfriar a temperatura ambiente. Luego se procede a cortar la ampolla y tomar la muestra.

Típicamente, el tiempo de fabricación estándar es 24 h. Estas guías de 24 h tienen un cambio de índice de refracción de  $5 \times 10^{-3}$  y una profundidad de 2.5  $\mu\text{m}$ . Además, cuando se fabrica sobre un sustrato corte  $x(z)$  presenta 2 modos TE(TM), para luz verde ( $\lambda = 532 \text{ nm}$ ).

## 1.8. Guías por irradiación con iones de alta energía

Las guías por irradiación iónica que estudiaremos en este trabajo han sido fabricadas en el Centro de Microanálisis de Materiales (CMAM) de la Universidad Autónoma de Madrid, en estrecha colaboración con el grupo de Aplicaciones Fotónicas con Iones a cargo de J. Olivares y F. Agulló-López.

El método de fabricación consiste en irradiar el sustrato con iones pesados tales como Ni [42], Si [43, 44], O [45, 43], F [43] o Cl [43] a energías considerables, del orden de las decenas de MeV. A estas energías el poder de frenado electrónico ( $S_e$ ) alcanza su máximo dentro del cristal (ver Fig. 1.4 (a)). Entonces, si el poder de frenado electrónico supera el umbral de amorfización del cristal se produce una zona amorfa. Esta zona es una barrera óptica debido a que el índice de refracción es menor al del cristal ( $\sim 2.1$ ). Este procedimiento crea una guía de onda de tipo escalón con un salto importante de índice de refracción,  $\sim 0.1$  para el índice de refracción extraordinario y  $\sim 0.2$  para el ordinario.

Una de las ventajas más importante de esta técnica es que el poder de frenado electrónico puede ser sintonizado variando el ion irradiado, la energía del haz de iones y la fluencia de iones. Esto permite ajustar con precisión el ancho y la profundidad de la barrera y por tanto, la profundidad de la guía puede ser modificada. Además, el proceso de *annealing* utilizado para eliminar defectos producidos por la irradiación permite hacer un ajuste extra.

No hay que confundir estas guías con las bien conocidas guías de onda por implantación iónica [30], donde el cristal es irradiado con iones livianos ( $\text{H}^+$  o  $\text{He}^+$ ). En estas la barrera amorfa se produce por colisiones nucleares y no por colisiones electrónicas [46, 35]. Naturalmente, cuando se irradia con iones pesados también se produce una barrera amorfa por colisiones nucleares, pero esta se encuentra a mayor profundidad, como se indica

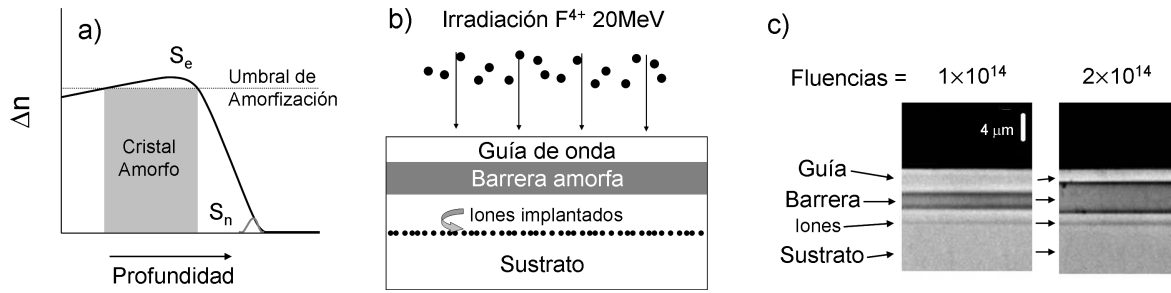


Figura 1.4: Guías por irradiación iónica en  $LiNbO_3$ . a) Poder de frenado electrónico ( $S_e$ ) y nuclear ( $S_n$ ) en función de la profundidad para el ion  $F^{4+}$  con 20 MeV. b) Imagen esquemática del proceso de irradiación y de las partes que conforman una muestra a diferentes profundidades. c) Imágenes reales de los sustratos irradiados con iones  $F^{4+}$  de 20 MeV y fluencias, uno de  $1 \times 10^{14}$  at/cm<sup>2</sup> y otro de  $2 \times 10^{14}$  at/cm<sup>2</sup>, tomadas por el canto con un microscopio óptico. En ellos se aprecia claramente cada una de las partes y el incremento de la barrera amorfa con el aumento de la fluencia.

esquemáticamente en la figura 1.4. La profundidad a la que se encuentra la barrera nuclear se espera, que es lo suficientemente grande como para no interactuar con los modos propagantes.

La formación de la barrera por daño electrónico presenta algunas ventajas frente al daño nuclear. En primer lugar las fluencias necesarias para crear la barrera suelen ser del orden de  $10^{14}$  átomos por cm<sup>2</sup>, que son entre 100 y 1000 veces menores a las necesarias para generar guías por implantación iónica. En la práctica, esto significa que el tiempo de fabricación es reducido a 30-60 min, con lo cual los costes de fabricación también se reducen significativamente. En segundo lugar, se consigue una barrera de buena calidad debido a que no hay iones implantados que produzcan deformaciones locales de la red dentro de la barrera. Por último, este método permite modificar fácilmente la profundidad y el espesor de la barrera consiguiéndose barreras muy anchas ( $\sim 4 \mu m$ ) que garantizan unas pérdidas por efecto túnel despreciables.

En particular, las guías utilizadas en este trabajo fueron fabricadas con iones  $F^{4+}$  a 20 MeV, con una fluencia de  $10^{14}$  at/cm<sup>2</sup>. Estas condiciones generan una guía de  $\sim 2.6 \mu m$  de profundidad, con una barrera de  $\sim 4 \mu m$  de ancho. El cambio de índice de refracción es de  $\Delta n_o \approx 0.2$  y  $\Delta n_e \approx 0.1$  permitiendo acoplar entre 5 y 8 modos para una longitud de onda  $\lambda = 532$  nm.

Estas guías prometen ser muy interesantes debido a que tienen un alto grado de confinamiento y a que la zona donde se guía la luz permanece sin modificaciones. Además en estas guías es posible guiar tanto los modos TE como los TM para cualquier geometría.



# Capítulo 2

## Efecto Fotorrefractivo

### 2.1. El efecto fotorefractivo

Se denomina *Efecto Fotorrefractivo* (EFR) al cambio de índice de refracción generado bajo iluminación en materiales fotoconductores y electroópticos. Este fenómeno fue observado por primera vez en 1966 por Askhin *et al.* [47] cuando investigaban la generación de segundo de armónico. Ashkin y colaboradores observaron un efecto de desfocalización generado en un haz de luz de alta intensidad al propagarse a través de cristales de  $\text{LiNbO}_3$  y de  $\text{LiTaO}_3$ . Poco tiempo después fue observado por Chen *et al.* [48] en cristales de KTN (niobato tantalato de potasio) donde el efecto solo se observaba al ser aplicado un campo eléctrico. Inicialmente se consideraba un fenómeno perjudicial debido a que distorsionaba la forma del haz, por esta razón fue denominado *Daño óptico fotorrefractivo*. Sin embargo, las aplicaciones del fenómeno no tardaron en aparecer debido a que rápidamente los investigadores observaron la posibilidad de grabar información [49, 50], siendo esta una de las aplicaciones más estudiadas de este fenómeno.

Básicamente, el efecto fotorefractivo tiene su origen en el campo eléctrico que aparece en un cristal fotoconductor y electroóptico debido a la excitación y al transporte de cargas de las zonas iluminadas a las zonas oscuras que origina un campo eléctrico interno en el material. Este campo genera un cambio de índice de refracción por efecto electroóptico. El EFR es por tanto un fenómeno en el que contribuyen un conjunto de efectos diferentes. Esto hace que el EFR sea un fenómeno más difícil de describir que otros efectos tales como el efecto Pockels o el efecto Kerr que en formalmente, son procesos no lineales más simples. Además, es importante señalar que debido al conjunto y la naturaleza de los fenómenos involucrados, el EFR no es un fenómeno local ni instantáneo.

Los primeros intentos de describir teóricamente el fenómeno fueron realizados por Chen

[51], quien ya explico el fenómeno como el cambio de índice de refracción generado por efecto electroóptico debido al campo eléctrico generado por el movimiento de cargas. Amodei *et al.* [52] y Glass *et al.* [53] corroboraron a esta visión al profundizar en los mecanismos de transporte, concretamente Amodei invoca la difusión electrónica y Glass detectó el efecto fotovoltaico.

El primer estudio teórico más completo que esencialmente coincide con la visión actual fue realizado por Kukhtarev y colaboradores [54, 55, 56] quienes presentaron un sistema de ecuaciones muy detallado, que incluía simultáneamente ecuaciones que describen los procesos de generación y transporte de cargas en el material y ecuaciones de campo, que describen la propagación de la luz. Posteriormente varios grupos en particular, Solymar y col., Sturman y col. y nuestro grupo [57, 58, 59, 60] han contribuido a clarificar y aplicar el modelo en distintas condiciones.

## 2.2. Modelo Estándar

En este apartado se describirá el modelo estándar utilizado para describir el efecto fotorrefractivo en el caso particular del Niobato de Litio. En la figura 2.1, se presenta un esquema de los mecanismos involucrados en el EFR.

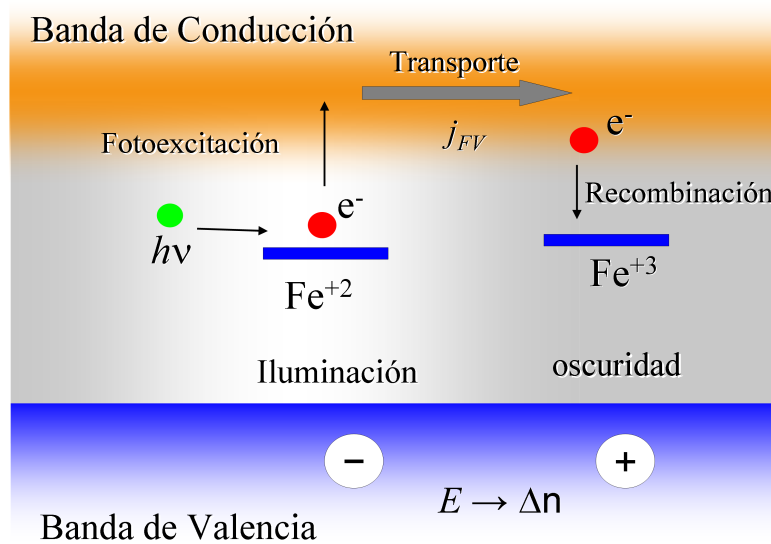


Figura 2.1: Modelo de bandas que representa el modelo estándar del efecto fotorrefractivo en cristales de  $\text{LiNbO}_3$ .

Una iluminación inhomogénea incide en un material provisto de especies donadoras ( $\text{Fe}^{2+}$ ) y aceptoras ( $\text{Fe}^{3+}$ ). Las especies donadoras son ionizadas dando lugar a los portadores de cargas, que en el caso del  $\text{LiNbO}_3$  son electrones. Estos electrones son transportados a través de la

banda de conducción mediante distintos mecanismos hacia las zonas de oscuridad donde se recombinan en las especies aceptoras. Este proceso genera una densidad de carga espacial y su campo eléctrico asociado que produce un cambio de índice de refracción por las propiedades electroópticas del cristal.

El mecanismo que acabamos de explicar se divide en 3 procesos de distinta naturaleza, estos procesos son: la excitación y el atrapamiento de las cargas, el transporte de carga y la generación del cambio de índice. Aunque existen distintos mecanismos para estos procesos, en esta sección se hará hincapié en los producidos clásicamente en cristales ferroeléctricos tales como el niobato de litio, ya que este será nuestro objeto de estudio.

### 2.2.1. Excitación y atrapamiento de electrones

Las electrones son generadas por la excitación óptica o por excitación térmica de impurezas presentes en los cristales, lo que hace al EFR muy dependiente de las concentraciones de estas impurezas. La excitación fotónica depende de la capacidad de la impureza de captar fotones y de la cantidad de fotones disponible (intensidad de la luz) y la excitación térmica depende la temperatura.

Las impurezas utilizadas suelen ser metales de transición tales como [61]: Ni, Cr, Cu, V, Co, Mn [62] y Fe [63]. En particular, la impureza utilizada que presenta una de las respuesta más altas en el  $\text{LiNbO}_3$  es el Fe [61, 64]. El proceso de excitación y el de atrapamiento de las cargas se produce entre dos estados de valencia distintos de la impureza, por ejemplo  $\text{Fe}^{2+} \longleftrightarrow \text{Fe}^{3+}$  [63],  $\text{Mn}^{3+} \longleftrightarrow \text{Mn}^{4+}$  [62],  $\text{Cu}^+ \longleftrightarrow \text{Cu}^{2+}$  [65], etc.

### 2.2.2. Transporte de cargas

En general el transporte de cargas a través del cristal se realiza gracias los mecanismos de transporte: la difusión electrónica, la deriva debida a un campo eléctrico (drift) y el efecto fotovoltaico.

#### Difusión electrónica

La difusión electrónica se produce debido a la distribución no uniforme de los electrones excitados en la banda de conducción. Este fenómeno depende del gradiente de la concentración de electrones excitados, siendo más fuerte en las zonas de mayor densidad. La corriente por difusión se expresa como:

$$j_{dif} = -eD\nabla n \quad (2.1)$$

Donde  $D$  es el coeficiente de difusión,  $e$  la carga de electrón,  $n$  la densidad de cargas y  $\mu$  la movilidad de electrones. Conviene notar que la importancia de la difusión depende fuertemente de la temperatura a través de la dependencia de  $D$  que se asume de tipo Arrhenius  $D = D_0 \exp(-\epsilon/K_B T)$ , donde  $\epsilon$  es la energía de activación térmica. En resumen, el mecanismo de difusión es importante cuando hay un contraste de la luz alto, por ejemplo cuando las redes tienen una alta modulación y la periodicidad es pequeña.

### Deriva bajo un campo eléctrico

Bajo un campo eléctrico externo las cargas son forzadas a moverse creando una corriente proporcional al campo. Por otra parte, existe una contribución debida al campo eléctrico generado en el cristal por la distribución inhomogénea de cargas. Independientemente del origen del campo, la contribución a la corriente es:

$$j_E = \sigma E = (\sigma_{opt} + \sigma_D)E = e\mu n E = e\mu(n_{opt} + n_D)E \quad (2.2)$$

Donde  $\sigma$  es la conductividad. Esta incluye la fotoconductividad ( $\sigma_{opt}$ ), debida a los portadores fotoexcitados ( $n_{opt}$ ), y la conductividad de oscuridad ( $\sigma_D$ ), debida a los portadores excitados térmicamente ( $n_D$ ).

En algunos materiales tales como el SBN [66] es conveniente aplicar un campo eléctrico para producir un transporte efectivo de cargas. Sin embargo en materiales como el LiNbO<sub>3</sub> esto no es necesario debido a la presencia del efecto fotovoltaico.

### El efecto fotovoltaico

El efecto fotovoltaico es un mecanismo de transporte presente en algunos cristales ferroeléctricos como el LiNbO<sub>3</sub>, KNbO<sub>3</sub>, BaTiO<sub>3</sub>, LiTaO<sub>3</sub> [67, 63, 68, 69]. Este efecto fue observado y descrito por Glass y col. [53] quien observo una corriente en la dirección  $+c$  del cristal de LiNbO<sub>3</sub> cuando este era iluminado de manera uniforme. La corriente es atribuida a la excitación en una dirección preferencial debida a que el potencial que retiene al electrón es asimétrico. En el LiNbO<sub>3</sub> la asimetría del potencial se debe que las distancias entre el Nb y la especie donadora son diferentes en la dirección del eje polar.

Los experimentos indican que la corriente fotovoltaica depende de la intensidad de luz  $I$ , y de las características del material, tales como: el número de donadores  $N$ , de la sección eficaz de fotoionización  $S$  que expresa la probabilidad de ionizar una impureza, y la longitud fotovoltaica  $L_{FV}$  que es una medida del salto promedio, en la dirección de eje polar, que da el electrón al ser

ionizado. Su valor concreto depende de las características de la red cristalina. Carrascosa y col. [70] proponen la siguiente expresión para la corriente en la dirección  $z$ :

$$j_{FV} = e L_{FV} S N I \quad (2.3)$$

Esta expresión es una versión simplificada ya que la naturaleza de la corriente es tensorial [71] y depende tanto de la geometría del cristal como de la polarización de la luz. Sin embargo, se utiliza esta expresión porque en la mayoría de los casos el efecto en la dirección  $+z$  es el más relevante.

En un rango amplio de intensidades, la corriente fotovoltaica responde de manera lineal con la intensidad. Sin embargo a altas intensidades de luz se ha observado un comportamiento no lineal de la corriente con la intensidad, tanto en volumen [72, 73] como en guías de onda [74]. Este comportamiento excepcional se ha atribuido a la contribución adicional por parte de defectos intrínsecos del material [72, 73, 74]. Para explicar este fenómeno se propuso un modelo de dos centros fotorefractivos que describen satisfactoriamente la superlinealidad observada [75, 76]. Estos trabajos son antecedentes claves de esta tesis ya que ellos presentan las bases que serán utilizadas en el capítulo 4 para desarrollar un modelo teórico que explique el fenómeno del daño óptico.

### 2.2.3. Cambio de índice de refracción.

En condiciones normales los cristales ferroeléctricos son neutros por lo tanto una transferencia neta de carga produce un campo eléctrico interno. En cristales electroópticos el campo eléctrico genera una variación del tensor de índice de refracción que se expresa como una perturbación donde solo los dos primeros ordenes se consideran relevantes[77, 78].

$$\Delta \left( \frac{1}{n^2} \right)_{ij} = \Delta \eta_{ij} = \sum_{k,l} r_{ijk} E_k + \sum_k S_{ijkl} E_k E_L \quad (2.4)$$

El término lineal se conoce con el nombre del *Efecto Pokels* y el de segundo orden como *Efecto Kerr*. Ambos efectos aparecen típicamente en los cristales ferroeléctricos, sin embargo en los cristales asimétricos como el  $\text{LiNbO}_3$  el efecto Kerr es despreciable frente al efecto Pokels. Típicamente, los cristales ferroeléctricos presentan unos valores del coeficiente electroóptico Pokels del orden de  $r_{ij} \sim 10^{12} \text{ m}^2 \text{V}^{-2}$  dando lugar a cambios de índice de refracción del orden de  $\Delta n_{ij} \sim 10^{-5}$ , valores suficiente para observar difracción debido a redes holográficas grabadas.

### 2.2.4. Ecuaciones del modelo de bandas

El mecanismo del efecto fotorrefractivo explicado al inicio de esta sección (ver Fig. 2.1) se describe matemáticamente por el siguiente conjunto de ecuaciones [55, 64]. El ritmo de crecimiento de la densidad de portadores de cargas en la banda de conducción, viene dada por:

$$\frac{\partial n(\vec{r}, t)}{\partial t} = \underbrace{[S_t + S I(\vec{r}, t)] N(\vec{r}, t)}_{\text{Excitación}} - \underbrace{S_r n(\vec{r}, t) (N_D - N)(\vec{r}, t)}_{\text{Recombinación}} - \frac{1}{e} \vec{\nabla} j(\vec{r}, t) \quad (2.5)$$

Donde  $I(\vec{r}, t)$  describe la iluminación no homogénea en el cristal.  $N_D$ ,  $N$  y  $(N_D - N)$  son densidades de impurezas, de donadores y de aceptores, respectivamente.  $S_t$  es el ritmo de excitación térmica,  $S$  la sección eficaz de fotoionización y  $S_r$  es el coeficiente de recombinación.

Análogamente la evolución de la densidad de donadores y la de aceptores es:

$$-\frac{\partial N(\vec{r}, t)}{\partial t} = \frac{\partial (N_D - N)(\vec{r}, t)}{\partial t} = \underbrace{[S_t + S I(\vec{r}, t)] N(\vec{r}, t)}_{\text{Excitación}} - \underbrace{S_r n(\vec{r}, t) (N_D - N)(\vec{r}, t)}_{\text{Recombinación}} \quad (2.6)$$

Para determinar el equilibrio electrodinámico se utilizan las ecuaciones de continuidad de la corriente 2.7 y la ecuación de Poisson 2.8:

$$\vec{\nabla} j(\vec{r}, t) + e \frac{\partial \rho(\vec{r}, t)}{\partial t} = 0 \quad (2.7)$$

$$\vec{\nabla} E(\vec{r}, t) = \frac{e}{\epsilon \epsilon_0} \rho(\vec{r}, t) \quad (2.8)$$

Donde  $\rho(\vec{r}, t) = e[N(\vec{r}, 0) - N(\vec{r}, t) - n(\vec{r}, t)]$  es la densidad de carga y  $\epsilon \epsilon_0$  la constante dieléctrica para el material.  $j$  es la densidad de corriente que depende de los mecanismos de transporte ya descritos.

$$j(\vec{r}, t) = \underbrace{e I(\vec{r}, t) [L_{FV} S N(\vec{r}, t)]}_{\text{E. fotovoltaico}} + \underbrace{e \mu n(\vec{r}, t) \vec{E}(\vec{r}, t)}_{\text{Deriva}} - \underbrace{e D \vec{\nabla} n(\vec{r}, t)}_{\text{Difusión}} \quad (2.9)$$

Estas ecuaciones son conocidas como las *ecuaciones del material* ya que describen la redistribución de carga en el mismo. Este conjunto de ecuaciones se resuelve considerando algunas aproximaciones:

- Debido a que el tiempo de recombinación de los electrones, en muchos cristales, es despreciable frente al tiempo de respuesta de estos electrones al campo eléctrico, se puede asumir que los electrones están en equilibrio en todo momento ( $\partial n / \partial t$ ). Esta aproximación

se conoce con el nombre de *aproximación adiabática* [64].

- Se puede considerar un patrón de iluminación producido por la interferencia de ondas planas siendo  $I(\vec{r}, t) = I_0 (1 + m \vec{K} \cdot \vec{r})$ . Esto permite expresar las ecuaciones mediante una expansión de Fourier. Además, si se asume una baja modulación de red  $m$  se pueden despreciar las contribuciones de armónicos superiores permitiendo linealizar el sistema de ecuaciones.
- En el caso de un cristal homogéneo y suficientemente grande se puede considerar que la única dimensión relevante es la dimensión definida por el vector de la red permitiendo reducir el problema a una dimensión. En el caso de las guías de ondas esto no es estrictamente cierto, sin embargo, es una buena primera aproximación que se utiliza habitualmente.
- Se puede considerar que si no se aplica ningún campo eléctrico externo y si la separación de franjas es  $\gtrsim 1 \mu\text{m}$ , en  $\text{LiNbO}_3$ , el mecanismo de transporte predominante es el efecto fotovoltaico.

Bajo estas condiciones y aproximaciones se puede linealizar el conjunto de ecuaciones en una dimensión y resolver analíticamente. Entonces, se obtiene el cambio de índice de refracción  $\Delta n$  de una red holográfica grabada en el cristal de  $\text{LiNbO}_3$ :

$$\Delta n(t) = \Delta n_{sat} \left[ 1 - e^{(-\frac{t}{\tau})} \right] \quad (2.10)$$

Donde  $\tau$  es el tiempo de relajación dieléctrica que determina el tiempo de respuesta del efecto fotorrefractivo y que verifica:

$$\tau^{-1} = \frac{\sigma}{\epsilon \epsilon_0} = \frac{\sigma_D + \sigma_{opt}}{\epsilon \epsilon_0} = \frac{\mu e (n_{opt} + n_D)}{\epsilon \epsilon_0} \quad (2.11)$$

En niobato de litio donde el mecanismo de transporte predominante es el efecto fotovoltaico, el cambio de índice de refracción de saturación  $\Delta n_{sat}$  (valor máximo de  $\Delta n(I)$  en 2.10) se expresa como:

$$\Delta n_{sat} = \frac{n_e^3 r_{33}}{2} E_{FV} \frac{1}{1 + \sigma_D / \sigma_{opt}} \quad (2.12)$$

Donde  $E_{FV}$  es el llamado campo efectivo fotovoltaico dado por:

$$E_{FV} = \frac{L_{FV} S_r}{\mu} (N_D - N) \quad (2.13)$$

Nótese que el  $\Delta n_{sat}$  en la ecuación 2.12 es constante cuando  $\sigma_D \ll \sigma_{opt}$ , es decir, cuando la excitación térmica es despreciable frente a la fotoionización. La relación  $\sigma_D/\sigma_{opt}$  es equivalente a la relación de los tiempos de respuesta  $\tau_{opt}/\tau_D$  y a la relación  $S_t/(SI)$ . La última relación indica que  $\Delta n_{sat}$  es independiente de la intensidad cuando  $S_t \ll SI$ . Esto sucede en los cristales de niobato de litio a intensidades muy pequeñas pues la conductividad de oscuridad es muy baja.

### 2.3. Redes fotorrefractivas en guías de onda en $\text{LiNbO}_3$ .

La gran variedad de aplicaciones del EFR y el interés por la miniaturización de los dispositivos fotónicos había conducido a una activa investigación del efecto fotorrefractivo, y en particular del grabado de redes, en guía de onda. En esta dirección, el niobato de litio ha tenido un especial protagonismo debido a su alta eficiencia fotorrefractiva, el coste razonable de este cristal y a la facilidad de fabricar guías de alta calidad óptica y bajas pérdidas [21].

En general, las guías de ondas son muy interesantes en el área del EFR, no solo por la posibilidad de trasladar los resultados conocidos en volumen a configuraciones de óptica integrada, sino porque presentan algunas ventajas extras tales como:

- Facilidad en obtener altas intensidades y distancias de propagación considerables haciendo posible observar respuestas fotorrefractiva en cristales no dopados [79].
- Posibilidad de distintos tipos de configuraciones de grabado. La holografía en guías se puede realizar tanto con haces que se propagan por la guía, como con haces externos [80].
- Existen fenómenos en guías que no tienen análogo en volumen, tales como la conversión entre modos TE y TM [81, 82] y el grabado de redes donde la corriente fotovoltaica es perpendicular a la red [83].

Inicialmente se trabajó en guías planas fabricadas por la técnica de difusión de Ti dopados con Fe [84, 85, 86] obteniendo altos valores de la eficiencia fotorrefractiva (hasta  $10^{-3}$ ). De echo, estas guías son hoy en días las más utilizadas para aplicaciones fotorrefractivas en guías de  $\text{LiNbO}_3$ , tanto en laboratorios de investigación como en aplicaciones. Sin embargo, presentan un decaimiento en oscuridad mucho más rápido que en volumen ( $\sim 30$  min) [87, 88]. En estas guías también ha sido probado las posibilidades de obtener el fijado térmico [89], que se ha utilizado para fabricar reflectores Bragg en cavidades láser [90, 91]. En general con estas guías se opera fundamentalmente en el infrarrojo (*e. g.*  $1.55 \mu\text{m}$ ) debido a que en el rango visible presentan daño óptico [92, 88].



También se ha estudiado el EFR en guías por implantación iónica. Estas guías habían sido presentadas como una opción prometedora debido a que la lámina de guiado presenta una degradación despreciable de las propiedades electroópticas del cristal [93]. La mezcla de ondas fue investigada en guías por implantación irradiadas con  $\text{He}^+$  [94],  $\text{H}^+$  y  $\text{O}^+$  [95, 96, 97] sobre sustratos de  $\text{LiNbO}_3$  dopados con Fe. Por otro lado, se han estudiado guías fabricadas con una técnica doble de implantación y de difusión de Cu [98] que han dado valor altos del  $\Delta n$  ( $\sim 10^3$ ) y que han sido aplicados posteriormente en el desarrollo de reflectores de Bragg [99]. En general, este tipo de guías presentan propiedades interesantes aunque tienen la desventaja de presentar pérdidas considerables [34]. Además, como hemos comentado en la sección 1.8, se ha desarrollado recientemente un nuevo método de fabricación por irradiación iónica [46] que mejoran en confinamiento de la luz y las pérdidas de propagación frente a las guías por implantación. Sin embargo, no hay datos de las propiedades fotorrefractivas de estas guías y por ello en esta tesis se investigaran con detalle.

Finalmente, las guías por intercambio protónico presentaron inicialmente una eficiencia fotorrefractiva muy baja debido a que los intercambios eran tan fuertes que reducían considerablemente las propiedades no lineales del cristal. Posteriormente, se desarrollaron métodos que realizaban un recocido posterior al intercambio protónico (APE) [100] o que utilizaban ácidos en estado gaseoso [101] obteniéndose un aumento considerable del EFR, aunque sin alcanzar los valores típicos de las guías de Ti [102].

El descubrimiento de diferentes fases cristalográficas que aparecían en el material intercambiado [25] y en particular de la llamada fase alfa con propiedades estructurales y ópticas muy similares al sustrato, abrió nuevas perspectivas para el EFR en guías. En este sentido, nuestro laboratorio ha realizado una serie de contribuciones importantes referentes a desarrollar y optimizar una técnica de fabricación optimizada y a la caracterización del EFR en estas guías. En particular, se diseñó un proceso de fabricación de alta reproducibilidad [39, 38], se determinaron los coeficientes electroópticos y no lineales [36, 103] y su dependencia con el tiempo de intercambio [41, 104] y la respuesta fotorefractiva [79], y se realizó el fijado de redes holográficas [103]. En general, las guías fabricadas en nuestro laboratorio tienen coeficientes electroópticos y no lineales ( $r_{33}$  y  $d_{33}$ ) del 70-80 % del volumen, con una pérdidas de propagación muy bajas ( $\alpha < 0.03 \text{ cm}^{-1}$ ) y un  $\Delta n$  fotorrefractivo del orden de  $\sim 10^{-5}$ .

En general, las redes holográficas en guía presentan prestaciones más bajas que en el volumen, sobretudo por tener vidas medias más reducidas debido a la alta conductividad de oscuridad  $\sigma_D$ . Esta, se había determinado para algunas guías (difusión de Ti, APE y de implantación) siendo en todos los casos bastante superior a la  $\sigma_D$  del volumen [76, 105, 106, 107]. Esto produce una respuesta fotorrefractiva dependiente de la intensidad [108, 105] ya que no se puede despreciar en la ecuación 2.12. Por otro lado, las técnicas de fijado térmico no han conseguido aun extender la estabilidad a los valores de volumen.

Por último, un segundo problema del EFR en todo tipo de guías es que a intensidades moderadas aparecen problemas de daño óptico que reducen la respuesta fotorrefractiva. Por tanto, aún sería necesario un esfuerzo de investigación en el desarrollo de guías más eficientes.

## 2.4. Daño óptico fotorrefractivo.

El EFR es un efecto no lineal muy útil por la variedad de aplicaciones que presenta. Sin embargo, a altas intensidades resulta frecuentemente perjudicial porque produce una distorsión de los haces luminosos. Esta degradación afecta a las aplicaciones fotorrefractivas y, en especial, a aquellas aplicaciones que utilicen fenómenos no lineales cuya eficiencia crece con la intensidad tales como la generación de segundo armónico [109] y la fabricación de dispositivos amplificadores (láseres y OPO) [91, 110].

Este fenómeno de distorsión de los haces luminosos es el que denominamos específicamente *daño óptico fotorrefractivo* en este trabajo. El fenómeno se caracteriza por presentar una desfocalización del haz luminoso debido a que el cambio de índice fotorrefractivo en niobato de litio es negativo [111]. Además, en algunos casos, se presenta una estructuración aleatoria del haz (*fanning*) con inestabilidades temporales debidas a la amplificación paramétrica del ruido óptico [112, 113]. Nótese que según nuestra terminología el cambio de índice fotorrefractivo generado por la interferencia de dos haces no se considera daño óptico si los haces individualmente no se distorsionan. Conviene notar que algunos autores no hacen esta diferenciación y utilizan el término de daño fotorrefractivo como sinónimo del efecto fotorrefractivo dando lugar, en nuestra opinión, a afirmaciones erróneas como se vera a lo largo del trabajo.

En general, es bien conocida la aparición de una desfocalización del haz al atravesar un cristal de  $\text{LiNbO}_3$  aunque no hay muchas publicaciones que muestren cuantitativamente el proceso. Algunos autores comparan métodos de inhibición del daño, estudiando el perfil transversal de intensidad del haz a bajas y altas intensidades, lo que les permite evaluar la efectividad del método [114, 115, 116, 117], pero sin hacer un seguimiento del proceso del daño con la intensidad. Por otro lado, se han observado fenómenos de fuerte degradación especial e inestabilidad temporal de los haces que se explican por la amplificación paramétrica de ruido optico [113].

El daño óptico ha sido, quizás, más estudiado en guías de onda, debido a que en ellas se alcanzan mayores intensidades en comparación con el volumen. Para caracterizar al daño óptico se ha utilizado el concepto de *umbral de daño* que se refiere a la intensidad umbral donde se comienza a distinguir la distorsión del haz. Este concepto ha sido muy usado en guías [92, 113, 118, 41], aunque también aparece en publicaciones sobre volumen [116].

También se ha estudiado el daño midiendo el cambio de índice de refracción mediante el grabado de redes holográficas [87, 119, 120] o mediante la inserción de la guía en un Mach-Zender [84, 28] para guías por difusión de Ti, guías APE y guías por implantación iónica. Los datos obtenidos para distintos tipos de guías han sido comparados por diferentes autores [92, 106, 21], quienes en general concluyen que las guías con mayor daño son las guías de difusión de Ti. Las guías por implantación y las PE presentan una resistencia al daño significativamente menor.

En el caso particular de las guías de onda por intercambio protónico en fase alfa, nuestro laboratorio había realizado un particular esfuerzo por caracterizar el daño fotorrefractivo midiendo con precisión las intensidades de umbrales de daño y la degradación del haz en distintos tipos de guías en corte  $x$  [113, 41, 118].

Los datos de daño obtenidos, por diferentes autores, tanto en volumen como en guías han permitido proponer una serie de métodos de inhibición de daño encontrados empíricamente que enumeraremos a continuación:

- El dopaje con determinadas impurezas disminuyen el daño. Los elementos más utilizados son Mg, Zn y In [121, 122, 123, 119, 124, 125] quienes desplazan a los niobios en sitio de litio  $\text{Nb}_{\text{Li}}$  a su posición regular [126]. La disminución del daño en estos casos es atribuida, en unos casos, al aumento de la conductividad electrónica [126] y en otros al aumento de la corriente fotovoltaica [118] .
- El grado de estequiometría del cristal afecta drásticamente al umbral del daño óptico, siendo los cristales estequiométricos más resistentes al daño que los cristales congruentes [127, 128]. Este resultado es cierto tanto en  $\text{LiNbO}_3$  como en  $\text{LiTaO}_3$ .
- La elección de la temperatura del cristal afecta al daño de manera que el aumento de  $T$  aumenta notablemente la resistencia al daño [121, 116, 129]. Este fenómeno es atribuido al incremento de la movilidad electrónica y a la disminución del efecto fotovoltaico [61].

Al analizar un conjunto de diversos trabajos publicados se encuentra una enorme cantidad de datos, pero dispersos y difíciles de comparar por la falta de especificación de las condiciones de medida (intensidad luminosa, características de los sustratos, concentración de impurezas, etc).

En cuanto a los estudios teóricos sobre el daño óptico, no existía, al comienzo de esta tesis, ningún formalismo teórico o modelo matemático que explicara de manera global el fenómeno del daño óptico. En la literatura existían algunos intentos por explicar la fenomenología específica del daño. En  $\text{LiNbO}_3$  por un lado se intentó explicar la dependencia del cambio de índice de refracción con  $I$  por la competición de la conductividad de oscuridad con la fotoconductividad dentro del modelo estándar [111]. Por otro lado, se propusieron mecanismos

para explicar la inestabilidad temporal del haz [113, 116] aunque sin llegar a hacer cálculos cuantitativos. Además, no conocemos trabajos que simulen la autodesfocalización del haz durante su propagación. En todos estos trabajos se toma como base el modelo estándar de un centro que como veremos a lo largo de esta tesis es inadecuado para explicar el daño en niobato de litio puro y por ello falla en muchas de sus predicciones.

En los últimos años, se había estudiado la superlinealidad de la fotocorriente observada a alta intensidad [76, 74] en volumen y en guías, y en nuestro laboratorio se había propuesto un modelo de dos centros fotorrefractivos ( $\text{Fe}$  y  $\text{Nb}_{\text{Li}}$ ) que explicó satisfactoriamente esta superlinealidad de la corriente fotovoltaica [88, 75]. Este importante avance sugiere la posibilidad de utilizar el modelo para describir el fenómeno del daño, lo cual va a ser uno de los objetivos más importante de nuestro trabajo.

# **Parte II**

## **Resultados**



## Capítulo 3

# Redes holográficas en guías de onda planas.

En este capítulo se va a estudiar el efecto fotorrefractivo en guías de onda planas, a través de experimentos de grabado y borrado de redes holográficas. Se determinará el cambio de índice de refracción haciendo especial hincapié en su dependencia con la intensidad luminosa y en la respuesta temporal del fenómeno. Los resultados de este capítulo se han publicado en los artículos A.7 y A.8 del anexo.

### 3.1. Introducción

En trabajos anteriores se había realizado un esfuerzo por estudiar y caracterizar el grabado y borrado de redes holográficas en algunas guías en fase alfa [79, 103], pero estos trabajos siempre se habían mantenido en un rango de bajas intensidades, del orden de  $1 \text{ Wcm}^{-2}$ , donde es posible aplicar el modelo estándar de EFR. Sin embargo, el daño fotorrefractivo aparece a intensidades considerablemente más altas, al menos uno o dos ordenes de magnitud. Por esta razón, en este trabajo se ha querido extender los estudios de grabado holográficos en un rango más amplio de intensidades. Además, se ha querido investigar dependencias aun no estudiadas en guías como el efecto de la modulación del patrón luminoso y del estado de oxido-reducción de las guías.

## 3.2. Montaje experimental

La técnica utilizada para estudiar la respuesta fotorefractiva del  $\text{LiNbO}_3$  en configuración de guía de onda, había sido desarrollada y ampliamente utilizada en nuestro laboratorio por A. Mendez [130], G. De la Paliza [131] y J. Carnicero [88]. Esta técnica consiste básicamente en hacer interferir dos haces guiados en el interior de una guía plana y registrar el cambio de índice de refracción en tiempo real.

Este método ha sido escogido frente a otros montajes experimentales tales como aquellos donde los haces de grabado inciden por fuera de la muestra [132, 64, 102], utilizados comúnmente cuando se utilizan sustratos dopados.

### 3.2.1. Muestras utilizadas.

Las muestras que se han utilizado en las medidas de este capítulo son guías de onda por intercambio protónico en fase alfa, fabricadas sobre sustratos de  $\text{LiNbO}_3$  nominalmente puros en corte  $x$  y de unas dimensiones típicas de  $1 \times 18 \times 6 \text{ mm}^3$ . Dichas muestras se han fabricado con distintos tiempos de intercambio protónico: 18 h (muestra A), 37 h (muestra B) y 57 h (muestra C). Esta elección se debe a que se ha demostrado que el tiempo de intercambio protónico modifica el estado de reducción del hierro en la guía [41], permitiéndonos estudiar la influencia de este parámetro sobre el EFR. Por último, es importante comentar que se ha depositado dos electrodos de pintura de plata separados unos 4 mm sobre la superficie de las muestras, como se indica en la ampliación de la figura 3.1. Estos electrodos son conectados entre sí por un cable, para relajar la carga espacial que se genera en los bordes de las redes holográficas.

### 3.2.2. Grabado y borrado de redes holográficas

En la figura 3.1 se muestra una representación esquemática del montaje experimental que utiliza haces de grabado propagados dentro de la guía de onda.

Un haz de luz monocromática y coherente proporcionado por un láser Nd:YAG doblado ( $\lambda = 532 \text{ nm}$ ,  $P_{\text{max}} = 5 \text{ W}$ ), es expandido a un ancho de unos 4 mm y dividido en dos haces: uno de grabado y otro de iluminación homogénea. El haz de grabado se divide en dos a través de un divisor de haz (D en la figura 3.1) y se dirigen ambos haces hacia la muestra, atravesando el prisma de acoplo. En la figura 3.1 se ha representado uno de los haces de grabado con una línea de puntos para indicar que este haz está realmente en la dirección perpendicular a la figura. Los haces de grabado se hacen cruzar dentro del espacio entre los prismas, formando un ángulo de  $\theta_{\text{aire}} \approx 1^\circ$ . Además, es importante que estos haces entren exactamente con el mismo ángulo con



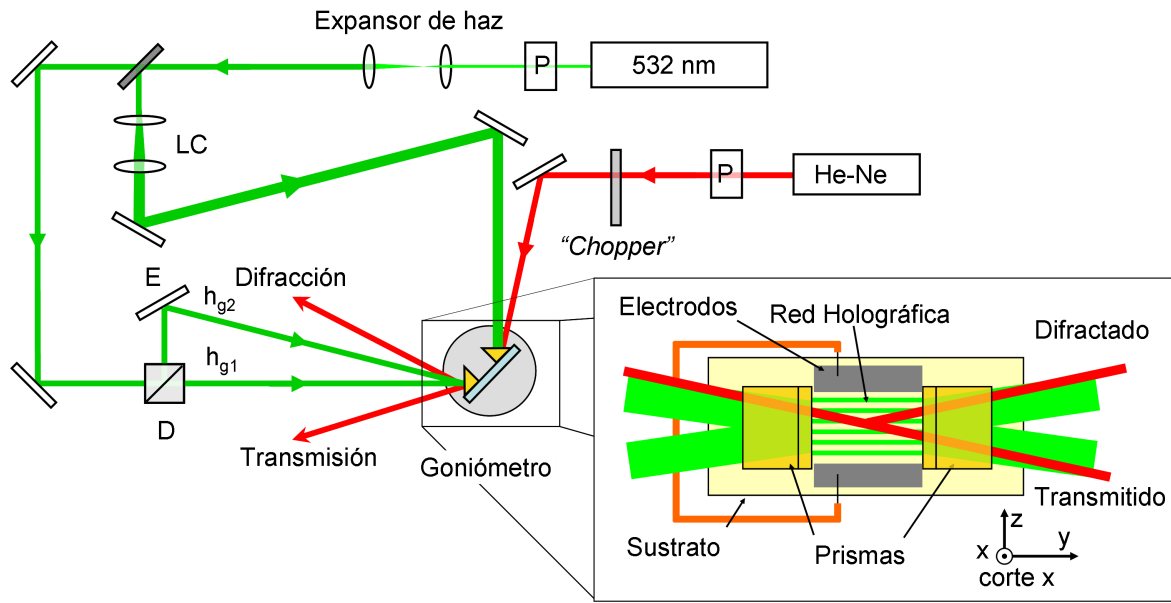


Figura 3.1: Esquema del montaje experimental utilizado para grabar y borrar redes holográficas en guías de onda planares. En la figura se hace una ampliación del detalle del sustrato donde se observan los haces formando la red de intensidad. Nótese que en realidad que el espejo (E) se encuentra en realidad sobre el divisor de haz (D) de manera que el haz ( $h_{g2}$ ) sale del plano de la hoja. El resto del sistema se explica detalladamente en el texto.

respecto a la superficie de la muestra para garantizar que el acoplamiento modal sea igual para ambos haces. Finalmente los haces salen de la guía a través de un segundo prisma como se indica en la figura 3.1.

Por otro lado, el haz de iluminación homogénea se expande de nuevo con lentes cilíndricas (LC en la figura 3.1), para aumentar su homogeneidad espacial, siendo dirigido hacia el prisma de salida de los haces de grabado, de manera que este haz se propaga dentro de la guía en sentido contrario al los de grabado. Este haz tiene como función garantizar una iluminación de fondo homogénea en el espacio comprendido entre los electrodos, evitando así la acumulación de carga espacial en los bordes del holograma.

Para determinar la intensidad dentro de la guía se utiliza el método propuesto por Caballero-Calero et al [10] que ha sido explicado con detalle en la sección 1.4, lo que impone un error del 20 % para los valores de  $I$ . Nótese que aunque este error no es pequeño está muy por debajo del habitual en este tipo de medidas debido a la dificultad de medir la intensidad acoplada en una guía de óptica [10].

Una vez introducidos correctamente los haces de grabado comienza el proceso de generación de la red de índice de refracción debida a la interferencia de las ondas dentro de la guía. Cuando los haces interfieren dentro de la guía, se produce una modulación de la intensidad descrita por la siguiente expresión:

$$I_{red}(z) = I_0 [1 + m \cos(Kz)] \quad (3.1)$$

Donde  $I_0$  es la intensidad media del patrón de intensidad,  $m$  es la visibilidad de las franjas o el factor de modulación de la red y  $K$  el parámetro de red  $K = 2\pi/\Lambda$ , siendo  $\Lambda$  la periodicidad de la red.

Para monitorizar en tiempo real la formación de la red se introduce un haz de prueba proveniente de un láser He-Ne ( $\lambda = 633$  nm). Este haz debe ser introducido en un ángulo modal que garantice que se acople el modo fundamental. Al mismo tiempo debe formar un ángulo con la red de difracción creada dentro de la guía que satisfaga la condición de Bragg para esa longitud de onda. La condición de Bragg se expresa como:

$$\Lambda = \frac{\lambda}{2 n_g \sin \theta_g} \quad (3.2)$$

Donde  $\Lambda$  es el espaciado de la red,  $n_g$  el índice de refracción de la guía y  $\theta_g$  el ángulo entre el haz y la red dentro de la guía. Esta ecuación se utiliza para dos cálculos diferentes, sabiendo el semiángulo entre los haces de grabado se calcula  $\Lambda$ , típicamente  $\Lambda \approx 6$   $\mu\text{m}$ . Por otro lado, sabiendo  $\Lambda$  se calcula el ángulo en que el haz rojo de prueba cumple la condición de Bragg.

Al introducir el haz de prueba, hay que tener ciertas consideraciones. En primer lugar es necesario garantizar que el haz sea capaz de interactuar completamente con la red, así que la anchura del haz se mantiene bastante más estrecho que la de la red ( $\lesssim 1$  mm). En segundo lugar, hay que considerar que esta longitud de onda ( $\lambda = 633$  nm) produce un cambio de índice de refracción en el  $\text{LiNbO}_3$ , aunque este es 3 veces menor que el producido por  $\lambda = 532$  nm, siendo necesario disminuir significativamente la intensidad de haz. Típicamente se utiliza un haz de como máximo el 1 % de la intensidad del mínimo haz de grabado.

Debido a la poca intensidad del haz de prueba se coloca un modulador de fase mecánico (*Chopper*) a una frecuencia de  $\sim 1.1$  kHz, y se utiliza un fotodiodo conectado a un amplificador en fase (*Lock-in Amplifier*) para recuperar la señal en fase.

En el caso del borrado de las redes holográficas, se utiliza el mismo montaje experimental mostrado en la figura 3.1, pero eliminando los haces de grabado. Solo se hace uso del haz de iluminación homogénea sobre la red holográfica. Todas las demás consideraciones son esencialmente las mismas que en el caso del grabado de redes.

### 3.2.3. El proceso de medición

La red de índice grabada en la guía produce la difracción del haz de prueba, dando lugar a un haz difractado de intensidad  $I_D$ . Sabiendo la intensidad total del haz de prueba  $I_0$  y la intensidad difractada se obtiene la *eficiencia de difracción* de la red  $\eta = I_D/I_0$ . Según la *Teoría de ondas acopladas* formulada por Kogelnik [133], la eficiencia de difracción de una red holográfica gruesa viene dada por las características de la red a través de siguiente expresión:

$$\eta(t) = \sin^2 \left( \frac{\pi \Delta n(t) L}{\lambda_p \cos \theta_p} \right) \quad (3.3)$$

Donde  $\Delta n$  es el cambio de índice de refracción dentro de la red,  $L$  la longitud de la red, que en nuestro caso particular es la separación entre los prismas (típicamente 8 mm).  $\theta_p$  el ángulo que describe el haz de prueba con respecto a la red y  $\lambda_p$  la longitud de onda del haz de prueba. Es importante señalar que se considera una red gruesa o de volumen, debido a la larga longitud de propagación del haz a través de la red, la cual es incluso más larga que los valores típicos utilizados en volumen.

Midiendo  $\eta(t)$  experimentalmente y utilizando la ecuación 3.3 se obtiene el cambio de índice de refracción de la red en cualquier momento. En particular, nos interesara el cambio de índice de refracción en estado estacionario ( $t \rightarrow \infty$ ) o cambio de índice de refracción en saturación.

$$\Delta n_{sat} = \arcsen(\sqrt{\eta_\infty}) \frac{\lambda \cos \theta_g}{\pi L} \quad (3.4)$$

## 3.3. Medida del índice de refracción de saturación.

En esta sección abordaremos un estudio detallado de las dependencias del índice de refracción de saturación de las redes holográficas con las características de la iluminación. Investigaremos la influencia de los dos parámetros del patrón de iluminación sinusoidal (ecuación 3.1): la modulación  $m$  y la intensidad media  $I_0$ .

### 3.3.1. Efecto de la modulación de la red.

En este apartado se estudiara el efecto de la modulación de los haces de grabado sobre el cambio de índice de refracción en una guía en fase alfa de 57 h en corte  $x$ . Esta dependencia no ha sido estudiada en guías en fase alfa ni en ningún otro tipo de guía de onda previamente a este trabajo. Para este estudio, se grabaron distintas redes holográficas variando la relación

$x_m$  entre las intensidades de uno de los haces de grabado y la intensidad media  $x_m = I_1/I_0$ . La modulación se obtiene del parámetro  $x_m$  por la expresión  $m = 2 \sqrt{x_m(1 - x_m)}$ .

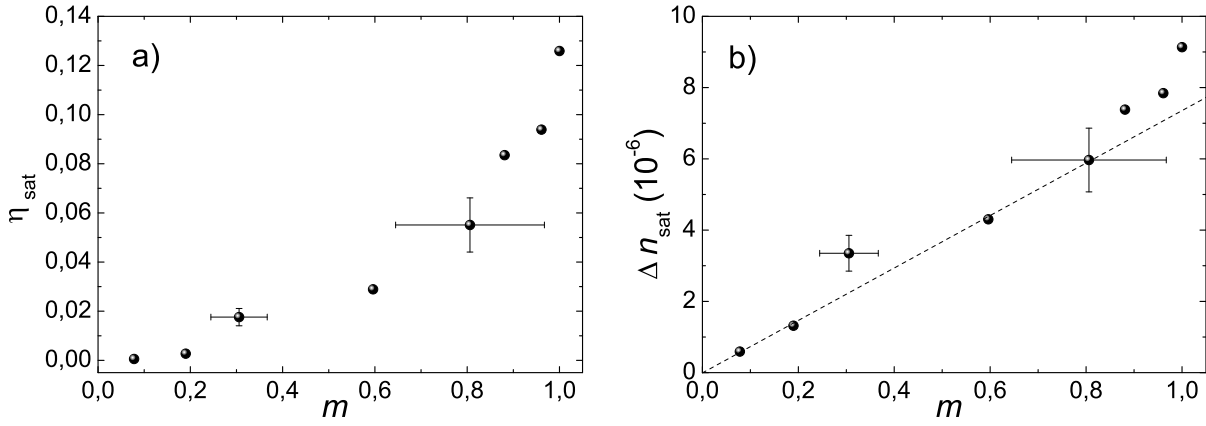


Figura 3.2: a) Eficiencia de difracción  $\eta_{sat}$  y b) cambio de índice de refracción  $\Delta n_{sat}$  en función de la modulación del patrón de interferencias  $m$  para una guía de onda en fase alfa de 57 h. En 3.2 b) se ha añadido una línea de puntos como guía del comportamiento lineal.

En la figura 3.2 se muestra la eficiencia de difracción de saturación  $\Delta n_{sat}$  (Fig. 3.2(a)) y el correspondiente cambio de índice de refracción (Fig. 3.2(b)) en función de la modulación de la red para redes grabadas en una guía en fase alfa, donde la intensidad total utilizada es del orden de los  $\sim 10 \text{ Wcm}^{-2}$  y la longitud de propagación es  $L = 8 \text{ mm}$ . Se observa una dependencia lineal del  $\Delta n_{sat}$  con  $m$  que se convierte en superlineal cuando  $m > 0.8$ . Este tipo de comportamiento se había predicho teóricamente para el grabado en volumen [134, 59] y observado experimentalmente en cristales de BSO [135]. Podemos concluir por tanto que en cuanto a la dependencia con la modulación del patrón luminoso las guías se comportan de manera análoga al volumen.

### 3.3.2. Dependencia con la intensidad.

En este apartado se estudiara la dependencia del cambio de índice de refracción con la intensidad en tres guías en fase alfa en corte  $x$  que difieren en el tiempo de intercambio protónico (18 h, 37 h y 57 h), y por tanto, en el factor de reducción del hierro.

En la figura 3.3 (a) se muestra la cinética de grabado de la eficiencia de difracción para una guía de onda de tipo alfa de 57 horas de intercambio protónico, bajo una intensidad de  $26 \text{ Wcm}^{-2}$  ( $L = 8 \text{ mm}$ ). Rápidamente la eficiencia crece hasta la saturación alcanzando un valor en torno al 30 %. Por otro lado, el nivel de saturación del grabado depende de la intensidad utilizada como se observa en la figura 3.3 (b). En esta se muestran 4 grabados y borrados realizados consecutivamente donde se aprecia la variación en el nivel de saturación de la eficiencia.

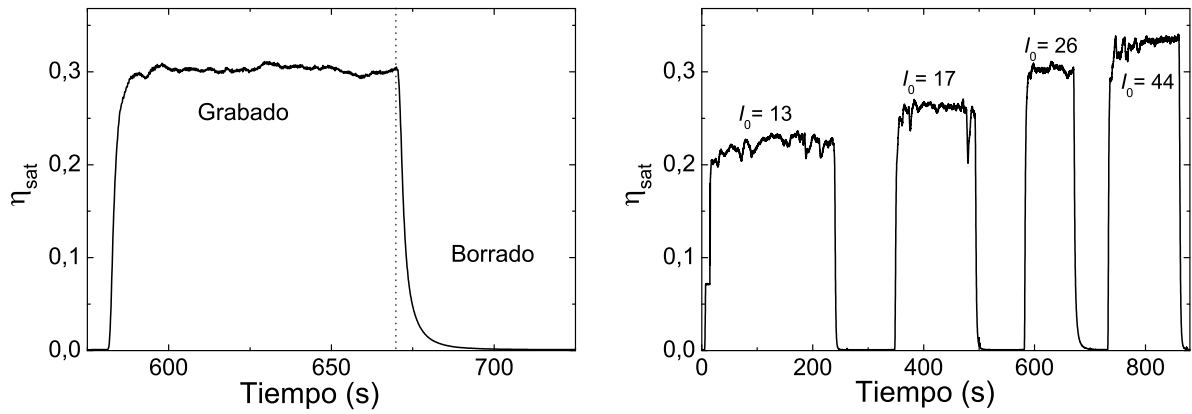


Figura 3.3: (a) Cinética de grabado y borrado de una red en una guía de onda alfa de 57 h a  $I_0 = 26 \text{ Wcm}^{-2}$ . (b) Cinética de grabado y borrado consecutivos para la misma guía a distintas intensidades ( $I_0 = 13, 17, 26$  y  $44 \text{ Wcm}^{-2}$ ).

Para investigar en detalle la dependencia del índice de refracción de saturación con la intensidad, se han realizado grabados de redes holográficas, para un rango de intensidades de varios ordenes de magnitud (entre 1 y  $1000 \text{ Wcm}^{-2}$ ). En estos experimentos la longitud de propagación es de 8 mm, el ancho de los haces de grabado es de 3 mm, el ángulo de grabado  $3.2^\circ$ , el parámetro de red  $\Lambda = 9 \mu\text{m}$  y la modulación  $m = 0.9$ .

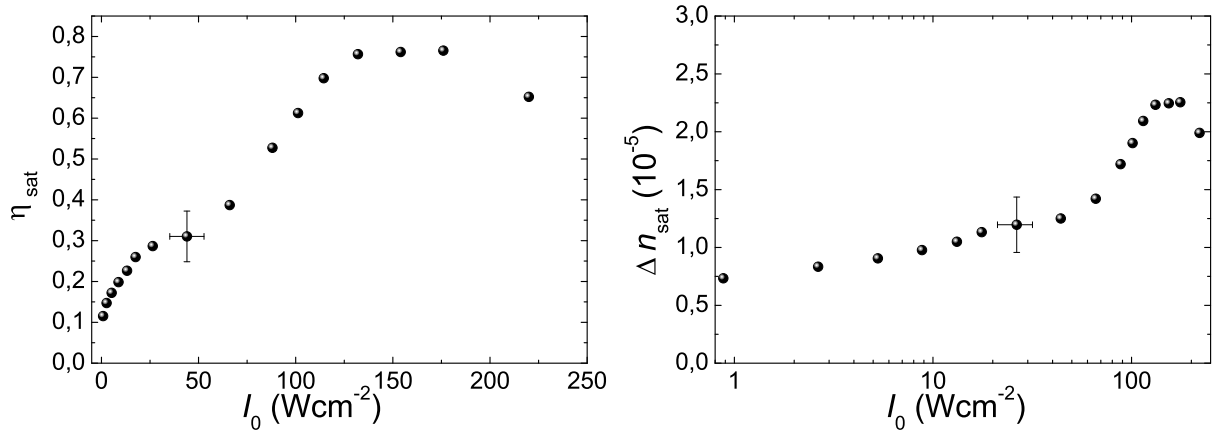


Figura 3.4: (a) Eficiencia de difracción en saturación  $\eta_{sat}$  y (b) cambio de índice de refracción  $\Delta n_{sat}$  en función de la intensidad  $I_0$  para redes grabadas en una guía en fase alfa de 57 h.

En la figura 3.4 (a) se muestra la dependencia de la eficiencia de difracción en saturación  $\eta_{sat}$  con la intensidad en un rango amplio de intensidades. A bajas intensidades hay una dependencia abrupta con la intensidad ( $I_0 < 20 \text{ Wcm}^{-2}$ ), debida posiblemente a la competencia entre conductividad de oscuridad y fotoconductividad. Luego aparece una región estrecha con un comportamiento casi plano ( $I_0$  entre 20 y  $60 \text{ Wcm}^{-2}$ ). Otra región de crecimiento abrupto aparece a intensidades entre 60 y  $130 \text{ Wcm}^{-2}$ . Al final aparece una última región donde la eficiencia en saturación alcanza el valor máximo. Esto sucede para intensidades mayores a 160

$\text{Wcm}^{-2}$ . Para intensidades mayores se observa una bajada en el valor del  $\eta_{sat}$  acompañada cierta inestabilidad temporal de este valor.

En la figura 3.4(b), se muestran los mismos datos pero referidos al cambio de índice de refracción donde se ha modificado la escala horizontal por una escala logarítmica para facilitar la observación de la dependencia en el amplio rango de intensidades registrado. En esta representación, se observa con más claridad las regiones de comportamientos diferentes. Se observa una región donde el  $\Delta n_{sat}$  varía poco con la intensidad, una región donde hay una fuerte dependencia con  $I_0$  y una región donde  $\Delta n_{sat}$  se satura y luego baja.

Es importante señalar que gracias a las condiciones de alta modulación y altas intensidades, se ha conseguido una eficiencia récord de casi el 80 % para 8 mm, valor relativamente alto considerando que el cristal no está intencionalmente dopado con hierro. En trabajos previos se había obtenido una eficiencia máxima del orden del 40 % para guías no dopadas [79] y solo se había podido obtener valores mayores, del orden del 90 %, en guías en fase alfa con una alta concentración de hierro [104].

Además, hemos querido investigar el efecto del estado de reducción del hierro en las guías sobre el  $\Delta n_{sat}$ . Esta dependencia no había sido investigada anteriormente para el grabado en guías en general. Para ello hemos repetido las medidas de grabado a diferentes intensidades para tres muestras fabricadas en sustratos de la misma oblea de  $\text{LiNbO}_3$  donde los tiempos de fabricación han sido 14 h (muestra A), 38 h (muestra B) y 57 h (muestra C).

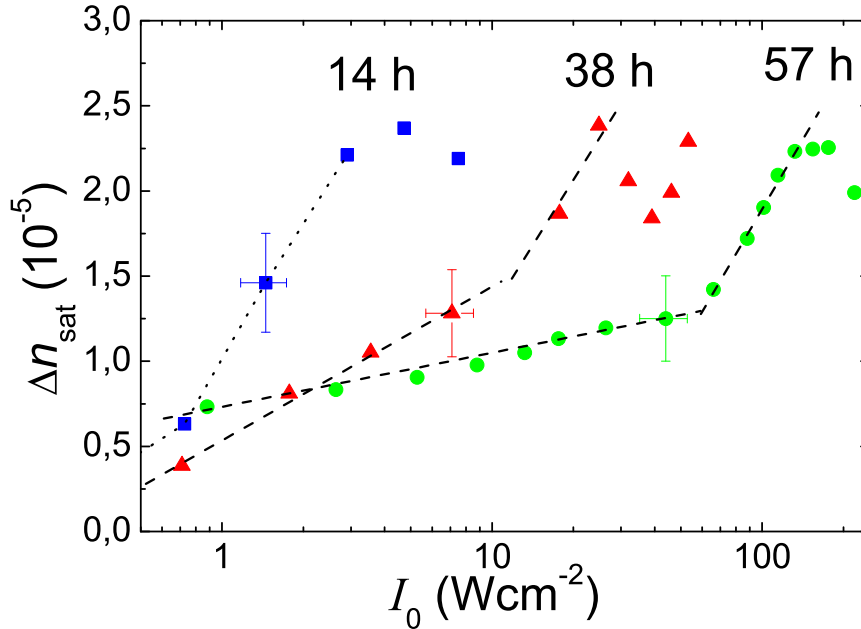


Figura 3.5: Cambio de índice de refracción de saturación  $\delta n_{sat}$  en función de la intensidad  $I_0$  para redes grabadas dentro de tres guías en fase alfa fabricadas con tiempos de intercambio protónico diferentes (14 h, 38 h y 57 h).

En la figura 3.5 se observa un comportamiento del  $\Delta n_{sat}$  en función de  $I_0$  similar para las tres guías pero con un desplazamiento en el eje de intensidad. Puede distinguirse una región de crecimiento moderado seguido de una región de mayor pendiente de  $\Delta n_{sat}(I)$ . La región de crecimiento moderado se encuentra para intensidades menores a  $60 \text{ Wcm}^{-2}$  en la muestra C y menores a  $15 \text{ Wcm}^{-2}$  para la muestra B. En la muestra A se puede suponer que también existiría esta región pero para  $I < 0.8 \text{ Wcm}^{-2}$ . La región de cambio abrupto se encuentra en los rangos de intensidades  $1\text{-}3 \text{ Wcm}^{-2}$ ,  $15\text{-}25 \text{ Wcm}^{-2}$  y  $60\text{-}150 \text{ Wcm}^{-2}$  para las muestras A, B y C respectivamente.

Por otra parte, llama mucho la atención dos aspectos que se repiten en las 3 curvas: el hecho de que el  $\Delta n_{sat}$  máximo es el mismo para las tres muestras ( $\Delta n_{sat} \sim 2.3 \times 10^{-5}$ ) y que viene seguido de valores inestables para intensidades mayores. Este resultado difiere del comportamiento observado en cristales en volumen de  $\text{LiNbO}_3$  dopados con hierro estudiado por Buse y col. [136] que encuentra una disminución del  $\Delta n_{sat}$  con el estado de reducción del material.

Nuestros resultados podrían explicarse asumiendo que tanto la igualdad en  $\Delta n_{sat}$  como la inestabilidad posterior son manifestaciones de la aparición de daño óptico, es decir, de la autodesfocalización de los haces de grabado. Dicha explicación es consistente con el resultado de Carnicero *et al.* [41] que encuentra como nosotros un aumento de la intensidad umbral de daño al crecer el tiempo de intercambio protónico.

Por otro lado, existe otro dato que apunta también a la presencia del daño fotorrefractivo. En la región de altas intensidades donde se encuentra el máximo valor del  $\Delta n_{sat}$  se observa una cinética inestable de la saturación del grabado de las redes.

En la figura 3.6 se comparan dos grabados a intensidades de regiones muy distintas para la muestra A. Cuando la intensidad es baja (*e. g.*  $5 \text{ Wcm}^{-2}$ ), la respuesta es la típicamente esperada para el grabado de redes. Sin embargo, a intensidades superiores, en la zona de inestabilidad (*e. g.*  $100 \text{ Wcm}^{-2}$ ), aparece un pico pronunciado y el índice de refracción en saturación muestra una cinética bastante inestable. En guías con mayor tiempo de intercambio protónico también se observa la inestabilidad de los valores en saturación en la región de altas intensidades, aunque no se observa el pico transitorio.

Conviene resaltar que los resultados obtenidos que muestran una clara dependencia del  $\Delta n_{sat}$  con la intensidad (Fig. 3.5) no pueden ser explicados con el teoría estándar fotorrefractiva de un solo centro. Según esta teoría, se esperaría un crecimiento del  $\Delta n_{sat}$  a bajas intensidades debido a la competición en el transporte de carga de la fotoconductividad y la conductividad de oscuridad (ver expresión 2.12), y una saturación del  $\Delta n_{sat}$  independiente de la intensidad para mayores intensidades. Además, la saturación en el modelo estándar no presenta ninguna inestabilidad temporal. Por tanto, parece necesario una modificación del modelo con el fin de

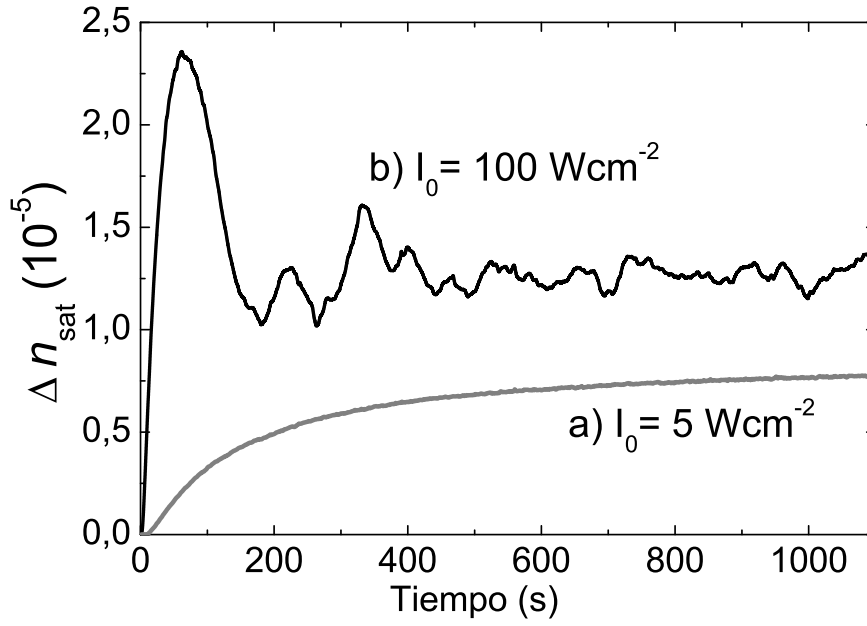


Figura 3.6: Cinética de grabado ( $\Delta n(t)$ ) en la muestra A (14h) para dos intensidades de  $5 \text{ Wcm}^{-2}$  y  $100 \text{ Wcm}^{-2}$  respectivamente.

describir el comportamiento con la intensidad en las guías y en consecuencia, el daño óptico.

Por otro lado, cierta dependencia con la intensidad ya había sido observada en trabajos previos tanto en otro tipo de guías de intercambio protónico (APE) [28, 106, 137] como en guías por difusión de titanio [84, 106] en  $\text{LiNbO}_3$  y en  $\text{LiTaO}_3$  [138, 137]. En general, los autores no estudian el comportamiento a baja intensidad sino tan solo la región de intensidad media donde  $\Delta n_{\text{sat}}$  depende marcadamente con  $I$ . Siguiendo el modelo de un solo centro, los autores proponen que este efecto se debe a la alta conductividad de oscuridad  $\sigma_D$  que se observa en este tipo de guías [76, 106, 105, 107] de tal manera que el cociente  $\sigma_D/\sigma_{\text{opt}}$  no es despreciable (ver expresión 2.12). Por esta razón, a continuación mediremos el cociente  $\sigma_D/\sigma_{\text{opt}}$  o lo que es lo mismo la relación entre los tiempos de respuesta en oscuridad y bajo iluminación  $\tau_{\text{opt}}/\tau_D$ . Estas medidas se realizarán mediante experimentos de borrado en lugar de grabado de redes en las que es más fácil determinar los tiempos.

### 3.4. Borrados óptico y en oscuridad de redes holográficas.

En este apartado caracterizaremos los borrados en oscuridad y bajo iluminación de las redes holográficas con el fin de determinar el valor del cociente  $\tau_{\text{opt}}/\tau_D$  para clarificar definitivamente en que región de intensidades la conductividad de oscuridad juega papel.

Por otro lado, la determinación de estos tiempos tiene en sí mismo un interés práctico para



completar los parámetros clave de las redes holográficas.

### 3.4.1. Borrados ópticos

Se realizaron borrados ópticos a diferentes intensidades de hologramas previamente grabados en las tres guías en fase alfa utilizadas en la sección anterior. Los decaimientos obtenidos bajo exponenciales simples, es decir, la dependencia temporal de  $\Delta n$  es del tipo  $e^{-t/\tau}$ , donde el parámetro  $\tau$  determina el tiempo de decaimiento característico de borrado.

En la figura 3.7 se muestran los resultados del inverso de los tiempos característicos de borrados ópticos  $\tau^{-1}$  en función de la intensidad para las guías de 14 h (Fig. 3.7 a) 38 h (Fig. 3.7 b) y 57 h (Fig. 3.7 c).

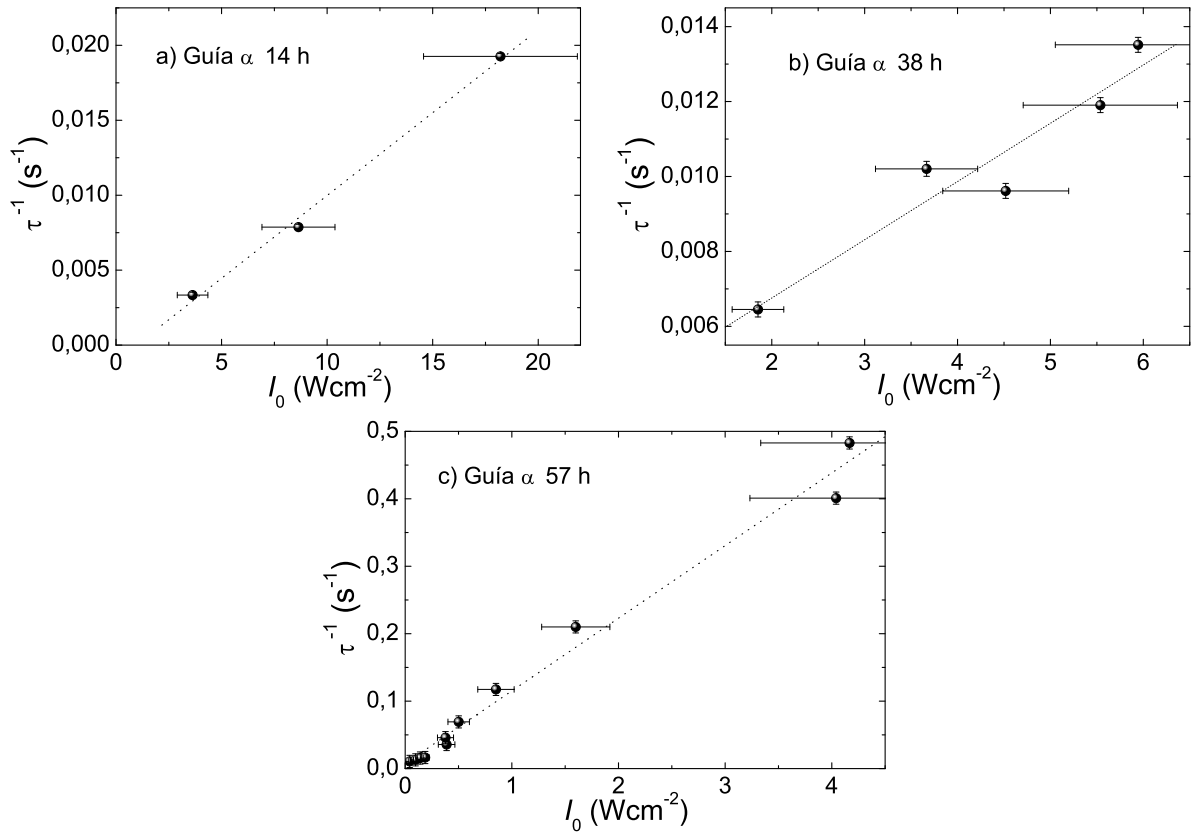


Figura 3.7: Inverso de los tiempos característicos  $\tau^{-1}$  de borrados ópticos de las redes holográficas en función de la intensidad para las guías en fase alfa de (a) 14h. (b) 38h y (c) 57h. Las líneas de puntos representan los ajustes lineales de los datos.

La dependencia de  $\tau^{-1}$  es esencialmente lineal con la intensidad aunque se observa cierta dispersión en los datos debido a los errores en la determinación de la intensidad en la guía. Esta dependencia está de acuerdo con el modelo convencional (ver sección 2.2) en que el inverso del

tiempo de decaimiento tiene la expresión:

$$\tau^{-1} = \frac{\sigma}{\varepsilon\varepsilon_0} = \frac{\sigma_D}{\varepsilon\varepsilon_0} + \frac{\sigma_{opt}}{\varepsilon\varepsilon_0} = \tau_D^{-1} + \tau_{opt}^{-1} \quad (3.5)$$

Donde  $\sigma_{opt} = \mu en_{opt} = \mu e \frac{SDI}{S_r(N_D - N)}$ , es decir  $\sigma_{opt}$  es lineal con  $I$ . Por otra parte, la ordenada en el origen de la recta determina  $\tau_D^{-1} = \frac{\sigma_D}{\varepsilon\varepsilon_0}$ . Aunque utilizar los ajustes de la figura 3.7 para obtener los valores  $\tau_D^{-1}$  no es muy preciso, si permite concluir que su valor es mucho menor que  $\tau^{-1}$  para las intensidades de la región de crecimiento abrupto de las guías (ver figura 3.5). En la tabla 3.1 se presentan los valores de  $\tau_D^{-1}$  para cada una de las guías (A, B y C), y se compara con los valores de  $\tau^{-1}$  tomados para una intensidad  $I_a$  en el comienzo de la región de crecimiento abrupto del  $\Delta n_{sat}$  (ver figura 3.5). En el apartado siguiente se determinara  $\tau_D^{-1}$  con más precisión a través del borrado en oscuridad.

Guía	T. Fabricación (h)	$\tau_D^{-1}$ (s <sup>-1</sup> )	$I_a$ (Wcm <sup>-2</sup> )	$\tau^{-1}(I_a)/\tau_D^{-1}$
A	14	~ 0	2	muy grande
B	37	~ 0.0034	20	~ 10
C	57	~ 0.013	100	~ 600

Tabla 3.1: Tabla comparativa de los valores de  $\tau_D^{-1}$ ,  $\tau^{-1}(I_a)$  donde  $I_a$  es la intensidad donde comienza el crecimiento abrupto  $\Delta n_{sat}$  de estimados de los ajustes de la figura 3.7 para cada guía estudiada.

Por otro lado, merece la pena resaltar que la velocidad de respuesta crece con el tiempo de intercambio. Por tanto, la guía de 57 h es la que presenta la respuesta más rápida, mostrando un valor de  $\tau$  de 10 s para  $I \sim 1$  Wcm<sup>-2</sup>.

Siguiendo el trabajo de J. Carnicero y col. [41], a partir de los valores de  $\tau$  y aplicando el modelo convencional para conductividad de oscuridad despreciable, se obtiene una relación entre  $\tau^{-1}$  y el estado de reducción de la guía definido por el cociente  $[\text{Fe}^{2+}]/[\text{Fe}^{3+}]$  [57]:

$$\tau^{-1} = \frac{\mu e S}{\varepsilon\varepsilon_0 S_r} \frac{I}{h\nu} \frac{[\text{Fe}^{2+}]}{[\text{Fe}^{3+}]} \quad (3.6)$$

Siendo  $I/h\nu$  es el flujo de fotones. La expresión 3.6 permite por tanto, calcular el estado de reducción del hierro  $[\text{Fe}^{2+}]/[\text{Fe}^{3+}]$  a partir de las pendientes de las rectas de ajuste de la figura 3.7 conociendo los valores de los parámetros del material  $\mu$ ,  $S$ ,  $\varepsilon$  y  $S_r$ . Los valores de reducción obtenidos usando los parámetros utilizados en la referencia [41] son:  $2 \times 10^{-3}$  (14h),  $3 \times 10^{-3}$  (38h) y 0.2 (57h).

Nótese que utilizando este método podemos determinar el estado de reducción del material, tarea difícil en cristales no dopados, donde no se puede obtener este parámetro mediante las

medidas absorción óptica debido a que la concentración de hierro es muy baja. Además, este método como involucra solo haces guiados, obtiene el valor de la reducción del hierro en la guía de onda donde los valores pueden ser diferentes a los del sustrato debido al proceso de fabricación de la misma.

### 3.4.2. Borrados en oscuridad

Para obtener con más precisión los tiempos característicos de decaimiento o vidas medias de los hologramas en oscuridad y el valor  $\sigma_d$ , hemos estudiado el borrado en oscuridad en estas guías. Es importante señalar que en este caso se debe mantener la intensidad y el ancho del haz de prueba en valores muy bajos para garantizar que la excitación óptica de portadores debidas al haz de prueba sea despreciable frente a la excitación térmica.

Al estudiar los decaimientos en oscuridad se observa que en todos los casos, el mejor ajuste de las curvas se obtiene usando exponenciales dobles. Se obtuvieron, por tanto, dos tiempos característicos denominados  $\tau_{rapido}$  (al menor) y  $\tau_{lento}$  (al mayor).

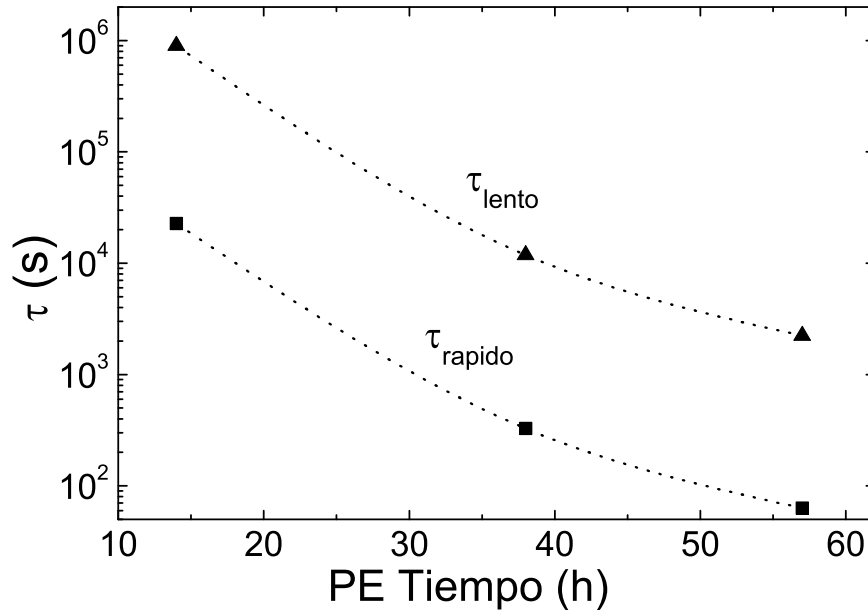


Figura 3.8: Tiempos característicos ( $\tau_{rapidos}$  y  $\tau_{lentos}$ ) de borrado en oscuridad en función del tiempo de fabricación. En esta gráfica los errores en el tiempo no son apreciables en la escala logarítmica.

En la figura 3.8 se muestran los tiempos característicos obtenidos para cada una de las guías. Como se puede apreciar los tiempos varían significativamente entre las guías. En general, se observa una diferencia de 2 ordenes de magnitud entre el  $\tau_{rapido}$  y el  $\tau_{lento}$ . En particular los

$\tau_{rapidos}$  son  $2 \times 10^4$  s (14h), 330 s (38h) y 60 s (57h); y los  $\tau_{lentos}$   $9 \times 10^5$  s (14h),  $1 \times 10^4$  s (38h) y  $2 \times 10^3$  s (57h).

La observación de dos tiempos característicos había sido reportada anteriormente por Méndez *et al.* [79] y por de la Paliza *et al.* [103]. Méndez y col. estudian una guía en fase alfa de 18 h y encuentran unos valores de  $\tau_{rapido} = 450$  s y  $\tau_{lento} = 9300$  s y de la Paliza y col. estudian una guía de 27 h en función de la temperatura donde obtienen los valores de  $\tau_{rapido} = 2 \times 10^3$  s y  $\tau_{lento} = 1.6 \times 10^4$  a temperatura ambiente. La tendencia general de nuestros datos coinciden con lo reportados por estos autores.

La presencia de dos tiempos de decaimiento se asociaba en aquellos trabajos al movimiento de dos tipos de cargas diferentes. El  $\tau_{rapido}$  se relaciona con la difusión de los electrones y el  $\tau_{lento}$  podría estar relacionado con la difusión de protones en la red. A diferencia que en el caso del volumen, la difusión de protones es más intensa en las guías debido a la alta concentración de protones obtenida por el proceso de fabricación.

De los tiempo de borrado rápidos se puede obtener la conductividad de oscuridad electrónica  $\sigma_d$  mediante la relación siguiente:

$$\tau_{rapido} = \frac{\epsilon\epsilon_0}{\sigma_d} \quad (3.7)$$

Las conductividades de oscuridad ( $\sigma_d$ ) obtenidas son:  $1.3 \times 10^{-16} \Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$  (14 h),  $81 \times 10^{-16} \Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$  (38 h) y  $440 \times 10^{-16} \Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$  (57 h). En la literatura se puede encontrar valores similares, por ejemplo F. Ludtke encuentra un valor de  $2 \times 10^{-16} \Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$  para una guía alfa de 24 horas, quien utiliza un Mach-Zehnder para medir  $\Delta n$  en un solo haz. Por otro lado, los inversos de los tiempos de decaimiento  $\tau_{rapido}^{-1}$  son  $5 \times 10^{-5} \text{s}^{-1}$  (14 h),  $3 \times 10^{-3} \text{s}^{-1}$  (37 h) y  $0.16 \text{s}^{-1}$  (57 h). Estos valores, similares a los estimados previamente, determinan con seguridad que la conductividad de oscuridad no es la responsable del crecimiento abrupto del  $\Delta n_{sat}$ .

En la tabla 3.2 se muestran los valores de los tiempos de decaimiento  $\tau_{rapido}$  y su inverso  $\tau_{rapido}^{-1}$ , las conductividades de oscuridad  $\sigma_d$  y las relaciones de reducción de las guías estudiadas a manera de resumen.

Guía	T. Fabricación (h)	$\tau_{rapido}$ (s)	$\tau_{rapido}^{-1}$ ( $\text{s}^{-1}$ )	$\sigma_d$ ( $\Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$ )	$[\text{Fe}^{2+}]/[\text{Fe}^{3+}]$
A	14	$2 \times 10^4$	0.00005	$1.3 \times 10^{-16}$	$2 \times 10^{-3}$
B	37	330	0.003	$8.1 \times 10^{-15}$	$3 \times 10^{-3}$
C	57	60	0.016	$4.4 \times 10^{-14}$	0.2

Tabla 3.2: Tabla comparativa de los valores de  $\tau_{rapido}$ ,  $\tau_{rapido}^{-1}$ ,  $\sigma_d$  y  $[\text{Fe}^{2+}]/[\text{Fe}^{3+}]$  encontrado para las guías en fase alfa estudiadas.

En resumen, hemos determinado los tiempos de decaimiento ópticos y en oscuridad, y la conductividad de oscuridad para guías en fase alfa de distintos tiempos de fabricación.

Además, hemos demostrado que la conductividad de oscuridad puede despreciarse frente a la fotoconductividad en el rango de crecimiento abrupto de  $\Delta n_{sat}$  observado en la figura 3.5, a pesar que los valores de  $\sigma_d$  son muy altos si se comparan con el cristal en volumen con valores varios ordenes de magnitud menores [79]. Los resultados de esta sección corroboran la necesidad de proponer un nuevo modelo que explique la dependencia de  $\Delta n_{sat}$  con la intensidad en cristales y guías no dopadas, y en consecuencia, sea capaz de describir el fenómeno del daño óptico.

### 3.5. Conclusiones

En este capítulo hemos caracterizado la respuesta holográfica de la guías de onda en fase alfa obteniéndose los siguientes resultados:

- El cambio de índice de refracción en saturación tiene una dependencia con la intensidad que no se esperaba. Esta dependencia muestra regiones con comportamientos muy diferentes. Una primera región donde el  $\Delta n_{sat}$  crece suavemente con la intensidad, una segunda región donde hay un crecimiento abrupto del  $\Delta n_{sat}$  y una última región donde se satura la curva y donde se observa una inestabilidad en el grabado de las redes, que atribuimos al daño óptico.
- El rango de intensidades en donde aparece cada región depende del tiempo de fabricación de la guía y en consecuencia, del estado de reducción de la guía. A mayor tiempo de intercambio protónico, mayores son las intensidades donde aparece cada comportamiento.
- En general, las guías en fase alfa estudiadas presentan una respuesta fotorrefractiva del orden de  $\Delta n_{sat} \sim 10^{-5}$ , siendo el máximo valor alcanzado de  $\Delta n_{sat} = 2,3 \times 10^{-5}$  independientemente del tiempo de fabricación.
- Nuestros resultados confirman el resultado obtenido por J. Carnicero [41], es decir, el tiempo de intercambio protónico permite controlar el estado de óxido-reducción y por tanto el tiempo de respuesta del grabado y borrado fotorrefractivo en guías y también la región de intensidad donde aparece el daño.
- Se ha determinado las conductividades de oscuridad de las guías en fase alfa que presentan valores altos, en comparación con el sustrato. Sin embargo, hemos comprobado que estos valores no son suficientemente altos para explicar la dependencia del  $\Delta n_{sat}$  con  $I$  en las regiones donde aparece el daño óptico.

En general, podemos concluir que nuestros resultados muestran que las guías en fase alfa presentan unas buenas prestaciones para aplicaciones fotorrefractivas aunque con vidas medias modestas comparables a las de otros tipos de guías. La optimización de las técnicas de fijado termico ya ensayados por de la Paliza y col. y Carnicero y col. permitirían mejorar significativamente este problema. Por otro lado, estos resultados sugieren la necesidad de proponer nuevos enfoques teóricos capaces de explicar y describir satisfactoriamente los comportamientos observados.

## Capítulo 4

# Daño óptico en guías de onda planares

En este capítulo se describirá el estudio del daño óptico fotorrefractivo realizado, desde un punto de vista experimental, en guías de onda planares en fase alfa. Estudio que se ha llevado a cabo a través de la caracterización del umbral de daño de las guías y del perfil de intensidad/potencia del haz luminoso a la salida de la guía. Los resultados obtenidos en este capítulo han sido publicados en los artículos A.1, A.4 y A.6 presentados en el anexo.

### 4.1. Introducción

El daño óptico se puede entender como la distorsión espacial de un haz de luz cuando se propaga a través de un medio. En el caso particular de este trabajo, la distorsión y degradación del haz se produce debido al cambio de índice de refracción generado por el efecto fotorrefractivo (EFR) a intensidades luminosas medias y altas. Este fenómeno es bien conocido [47, 64, 139] y representa uno de los fenómenos no lineales más problemáticos para el funcionamiento de todo tipo de dispositivo fotónico de alta potencia desarrollado sobre niobato de litio [2, 140].

Los umbrales de intensidad luminosa, a partir de los cuales comienza la distorsión del haz de luz, se han estudiado en  $\text{LiNbO}_3$ , tanto en volumen [116] como en guías de onda [116, 92, 118, 141]. Sin embargo, en estos estudios se han encontrado valores que dependen críticamente de las características concretas del cristal y del tipo de guía de onda utilizada, llegando incluso a obtenerse resultados contradictorios en algunos trabajos para el mismo tipo de guía y material. Todo esto hace que los mecanismos involucrados en la generación de daño no están aún bien establecidos, lo cual hace difícil determinar el impacto del fenómeno sobre dispositivos concretos. Por esta razón el estudio detallado del daño es de gran interés.

En este capítulo se estudia el daño óptico en guías de onda planares bajo distintas condiciones experimentales, con el fin de caracterizar y entender detalladamente cómo los distintos parámetros involucrados afectan al proceso no lineal. En concreto, se caracteriza la dependencia del daño con la orientación cristalina del sustrato y su respuesta a variables tales como la temperatura y la longitud de propagación. Además, se caracteriza en detalle por primera vez cómo afecta el daño fotorrefractivo al perfil de intensidad del haz luminoso que se propaga dentro de la guía de onda. El estudio realizado ha permitido obtener información cualitativa y cuantitativa suficiente para ayudar a diseñar dispositivos fotónicos con bajo daño óptico y, por tanto, mejorar las prestaciones de los mismos.

## 4.2. Montaje experimental

El sistema experimental empleado para caracterizar el daño óptico en una guía de onda se presenta esquematizado en la figura 4.1. La técnica se basa en determinar la distorsión del haz que se propaga en la guía midiendo la pérdida de intensidad que se registra después de hacer pasar el haz de salida a través de un diafragma. Como en el capítulo anterior para acoplar y desacoplar la luz de la guía se utilizan prismas de rutilo. Después del prisma de desacoplo se coloca un espejo semitransparente que divide el haz en dos, uno se dirige directamente a un detector y el otro pasa primero por un diafragma colocado a 30 cm del prisma de salida. La apertura del diafragma se escoge para que pase sólo el 70 % de la intensidad que llega.

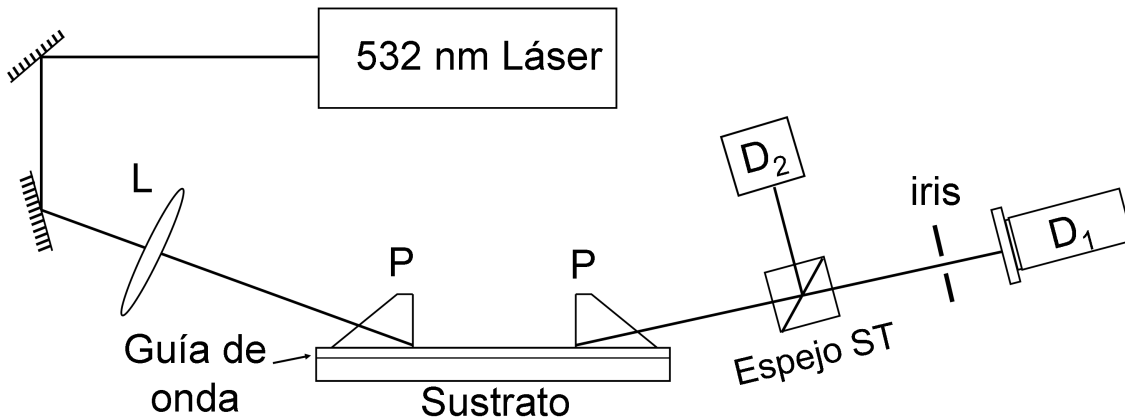


Figura 4.1: Esquema del montaje experimental utilizado para caracterizar el daño óptico de una guía de onda planar y determinar el umbral de daño.

De esta forma, al representar la intensidad de luz desacoplada en la guía y que pasa por el diafragma,  $I_{out}$ , frente a la intensidad total de salida (siempre proporcional a la intensidad de luz que se propaga dentro de la guía),  $I_{in}$ , se obtiene una recta si no hay deformación del haz por daño óptico, puesto que ambas intensidades son proporcionales. Cuando hay daño



y el haz se distorsiona, la relación de proporcionalidad entre ambas intensidades se pierde y la gráfica se curva. En lo que sigue, a la curva definida por la representación gráfica de  $I_{out}$  versus  $I_{in}$  la denominaremos *curva característica de daño* y a la intensidad  $I_{in}$  para la cual se pierde la proporcionalidad la denominaremos *intensidad umbral de daño* o simplemente *umbral de daño* [40, 142]. Esta técnica es una versión mejorada de la utilizada en trabajos anteriores [40, 142, 88], donde no se utiliza el espejo semitransparente. La mejora permite registrar simultáneamente la intensidad total del haz salida y la intensidad que atraviesa el iris, de manera que se puede discriminar la pérdida de linealidad por efecto de abertura del haz de otros efectos tales las variaciones en el acoplo del modo guiado.

La luz utilizada proviene de un láser de estado sólido Nd:YAG doblado de longitud de onda  $\lambda = 532$  nm, que es capaz de proporcionar hasta 5 W de potencia en régimen continuo. Para acoplar mayor intensidad de luz en la guía, se introduce una lente de 300 mm de distancia focal antes del prisma de acoplo. La luz así focalizada tiene un diámetro de  $\sim 80$   $\mu\text{m}$  y un *cuello de enfoque* de  $\sim 2$  cm de largo. Este cuello de enfoque permite considerar que el haz está totalmente colimado dentro de la guía, ya que la distancia de propagación (distancia entre prismas) ha sido típicamente de unos  $\sim 4$  mm.

En este caso, la utilización de prismas, no sólo nos permite acoplar un único modo (en general, el modo fundamental) y evitar los inconvenientes de cortar y pulir los bordes del sustrato para acoplar por el borde, sino también evitamos la gran divergencia que tiene el haz propagado cuando se introduce por el borde. Además permite utilizar cualquier zona de la superficie del sustrato y variar las longitudes de propagación.

Para evaluar la intensidad dentro de la guía, aspecto clave y difícil en estas medidas, se ha utilizado el método propuesto por Caballero-Calero *et al* [10] y explicado con detalle en la sección 1.4. Como hemos mencionado, este método introduce un error del 20 % en los valores de la intensidad debido a la incertidumbre en el valor del acoplo del prisma de salida.

### Perfiles de daño

En este trabajo, además de determinar las curvas características de daño en distintas situaciones, se ha caracterizado el perfil espacial de intensidad del haz saliente en función de la intensidad promedio. Para caracterizar estos perfiles se ha sustituido el iris y el detector posterior correspondiente por una cámara CCD colocada a unos 80 mm del prisma de salida (ver Fig. ). En la entrada de la cámara CCD o perfilómetro se ha colocado un polarizador que se utiliza como atenuador de intensidad. De esta manera, en todo momento, se puede controlar la cantidad de potencia que incide sobre el sensor CCD y protegerlo y/o evitar que se alcancen valores de saturación.

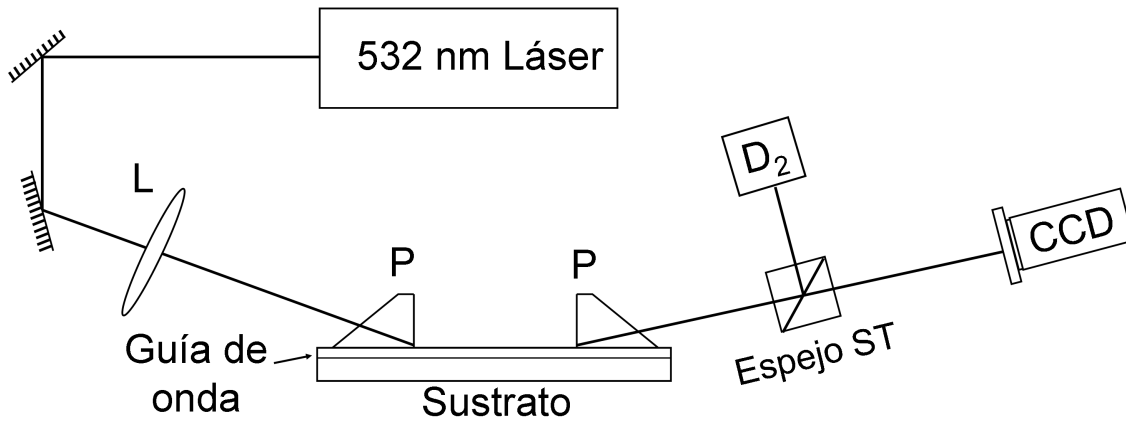


Figura 4.2: Esquema del montaje experimental utilizado para estudiar el perfil de intensidad luminoso en función de la intensidad promedio del haz de salida con un perfilómetro (cámara CCD).

### Muestras

Las muestras utilizadas en estos experimentos son guías de onda en fase alfa, fabricadas sobre sustratos de  $\text{LiNbO}_3$  con dimensiones típicas de  $1 \times 18 \times 6 \text{ mm}^3$ . Se han utilizado sustratos nominalmente puros, tanto en corte  $x$  como en corte  $z$ , y dopados con Mg en corte  $z$ . En general, las guías empleadas en esta parte se han fabricado con tiempos de intercambio de 24 h, excepto por una de 18 h en un sustrato puro en corte  $x$ .

## 4.3. Curvas características y umbrales de daño

En esta sección se presentan las curvas características de daño y los umbrales de daño medidos bajo diferentes situaciones. Por un lado, la influencia de factores como el dopaje con Mg y la temperatura, ya conocida anteriormente, se determina de forma más precisa. Por otro lado, por primera vez, se caracteriza la influencia que tiene en el daño óptico la configuración geométrica del cristal y la distancia de propagación.

### 4.3.1. Efecto del dopaje con Magnesio.

La disminución del daño óptico con el dopaje con Mg es un resultado conocido tanto para volumen como para guías [121, 122, 123, 124]. Sin embargo, la cuantificación de esta reducción no está tan bien establecida en la literatura, ya que hay resultados muy diversos con variaciones en la disminución del daño óptico de 1 a 3 ordenes de magnitud. Además, hasta ahora el

umbral de daño de guías en fase alfa fabricadas sobre cristales dopados con Mg no se había determinado. Para caracterizar dicho umbral de daño se han utilizado sustratos procedentes de una oblea corte  $z$  de  $\text{LiNbO}_3$  comercial adquirido a la casa Photox Optical Systems (oxford, UK) dopada con un 5 % de  $\text{MgO}$ .

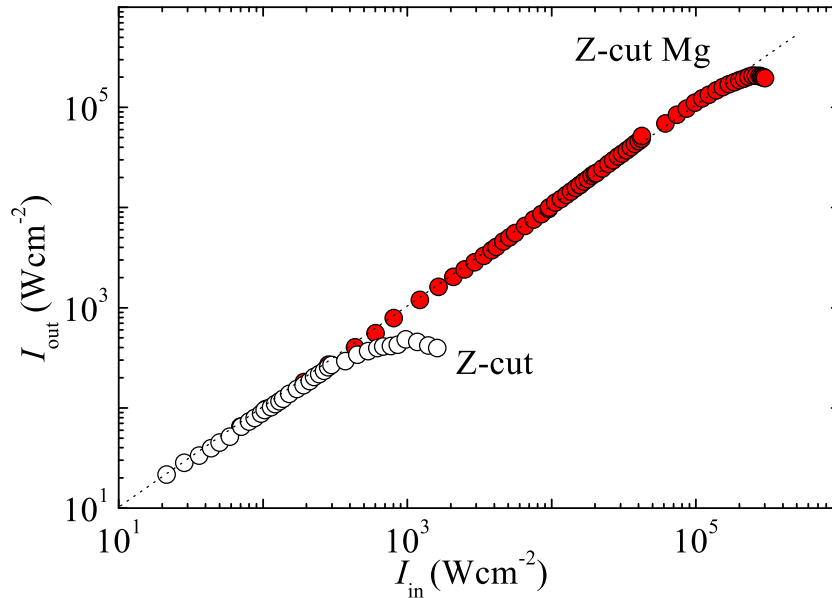


Figura 4.3: Intensidad de luz desacoplada que pasa por el diafragma,  $I_{out}$ , frente a la intensidad acoplada,  $I_{in}$ , para dos guías en fase alfa de 24 h, una fabricada en un sustrato nominalmente puro y otra en un sustrato dopado con 5 % de magnesio ambos corte  $z$  y composición congruente. La separación entre prismas es de 4 mm.

En la figura 4.3 se representa la curva característica de daño obtenida para la muestra dopada con Mg y se compara con una guía sin dopaje, ambas son guías en fase alfa de 24 h. La curva de daño obtenida muestra un umbral de aproximadamente  $2 \times 10^5 \text{ Wcm}^{-2}$  siendo el umbral en el caso no dopado de alrededor  $300 \text{ Wcm}^{-2}$ . Este resultado determina una diferencia de casi 3 ordenes de magnitud entre el umbral del sustrato puro y el del sustrato dopado con Mg. Es importante señalar que la confiabilidad de este resultado es muy alta, debido a que tanto el método de fabricación de las guías y el de medición de la intensidad tienen una alta reproducibilidad.

#### 4.3.2. Dependencia con la temperatura

Previamente ha sido observado que el aumento de la temperatura produce una disminución de la distorsión del haz tanto volumen [47, 116] como en guía de ondas planares [143]. Sin

embargo, no han sido determinados los umbrales de daño con la temperatura y menos en guías en fase alfa. En esta sección, se ha estudiado el efecto de la temperatura sobre el umbral de daño para una guía en fase alfa en corte  $z$  de 24 h.

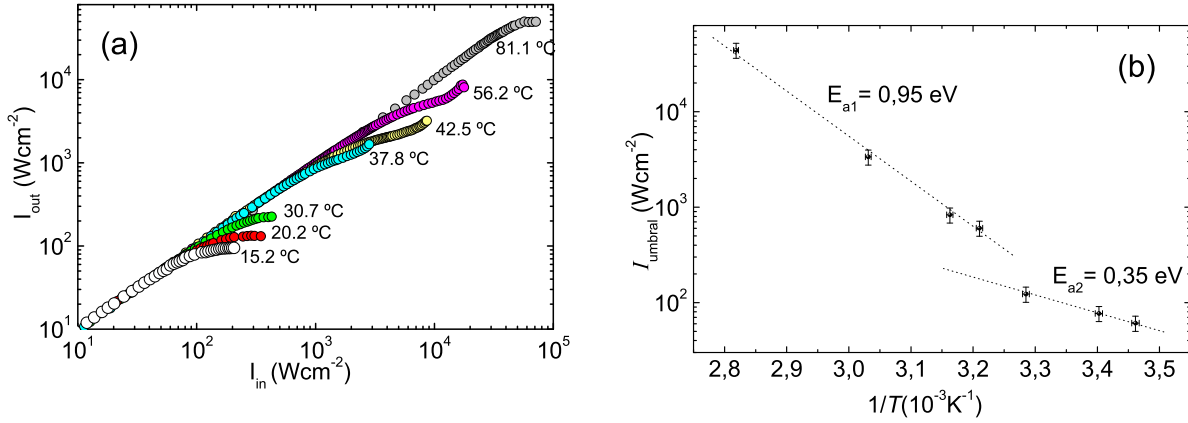


Figura 4.4: (a) Curvas características de daño medidas a distintas temperaturas en el rango de 15 °C a 80 °C en una guía en fase alfa (24 h, corte  $z$  y 4 mm de propagación). (b) Gráfico tipo Arrhenius de las intensidades umbrales  $I_{umbra}$  en función del inverso de la temperatura  $1/T$ .

En la figura 4.4 (a) se muestran las curvas características de daño para distintas temperaturas en el rango de 15 °C a 80 °C para una guía en fase alfa de 24 h en corte  $z$ . En esta figura se puede apreciar un aumento de los umbrales de daño con la temperatura en más de dos ordenes de magnitud. A partir de 35 °C se observa que el ritmo de crecimiento aumenta.

Para profundizar en el mecanismo responsable de este aumento, en la figura 4.4 (b) son representados los umbrales ( $I_{umbra}$ ) frente a  $1/T$ , en un gráfico tipo Arrhenius. En ella se pueden discriminar dos pendientes diferentes, es decir, dos regiones de temperaturas con *energías de activación* distintas. Las energías de activación obtenidas son  $E_{a1} = 0.35$  eV para el rango de  $T < 35$  °C, y  $E_{a2} = 0.98$  eV para  $T > 35$  °C.

La energía de activación  $E_{a1}$  es similar al valor estimado por Carnicero *et al.* [88] quien obtiene un valor de 0.32 eV que atribuye a la excitación térmica del electrón desde el defecto de antisitio ( $Nb_{Li}$ ). Por otra parte, la 2ª energía de activación  $E_{a2}$  coincide con la energía de activación para los protones en el  $LiNbO_3$  ( $E_h = 0.95$  eV) [103, 144], lo que sugiere que a partir de  $\sim 40$  °C hay un movimiento significativo de protones para contrarrestar el campo eléctrico generado por el EFR. Esta temperatura donde se empieza a observar el efecto del movimiento de protones es mucho menor que la que aparece típicamente en el volumen  $\sim 150$  °C [145] debido a que en el proceso de fabricación de la guía hay una introducción masiva de protones en el sustrato, de hecho la sustitución del litio por parte del hidrógeno puede llegar a ser del 10 % [146] en las guías utilizadas. Este efecto es de hecho beneficioso para el control del daño en guías por intercambio protónico donde se obtiene una resistencia al daño extra debida a los

protones.

### 4.3.3. Configuración geométrica del cristal de $\text{LiNbO}_3$ : Comparación entre guías en corte $x$ y corte $z$

Las curvas características y el umbral del daño en guías en fase alfa se han medido también para dos configuraciones geométricas diferentes. Las configuraciones están determinadas por el corte del sustrato donde se fabrica la guía, siendo consideradas dos posibilidades: el corte  $x$  y el corte  $z$ . La diferencia principal entre estas configuraciones es que en el caso del corte  $x$  el eje polar está contenido en el plano de la guía y en el caso del corte  $z$  el eje es perpendicular a la guía (ver Fig. 4.5). Esto implica que la corriente fotovoltaica se produce en la dirección del plano de la guía en el corte  $x$  y perpendicular a la misma en el corte  $z$ , donde el espesor de la guía es despreciable frente al ancho del perfil luminoso. En consecuencia se espera una diferencia considerable en la distorsión del haz.

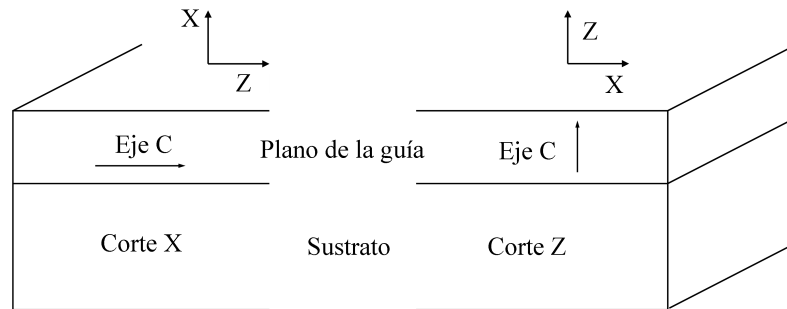


Figura 4.5: Figura esquemática donde se compara las direcciones de los ejes en una guía plana en corte  $x$  (a la izquierda) y en corte  $z$  (a la derecha).

En la figura 4.6 se compara la curva de daño de una guía en fase alfa en corte  $x$  con una en corte  $z$ , ambas de 24 h y con una propagación de 4 mm. A bajas intensidades, se observa en ambas una respuesta proporcional entre la intensidad total del haz y la intensidad de luz a través del iris, lo que muestra que no hay distorsión espacial del haz de salida. El umbral de daño observado para el corte  $x$  aparece a unos  $120 \text{ Wcm}^{-2}$  mientras que para el corte  $z$  aparece a unos  $270 \text{ Wcm}^{-2}$ .

Los resultados mostrados en la figura 4.6 indican que las guías planares en fase alfa en corte  $x$  y en corte  $z$  permiten propagar hasta una intensidad máxima de  $150 \text{ Wcm}^{-2}$  y de  $470 \text{ Wcm}^{-2}$ , respectivamente, para una propagación de 4 mm, aunque a estas intensidades, el haz de luz dentro de la guía se encuentre distorsionado.

Finalmente, la guía en corte  $x$  tiene un máximo más pronunciado que la guía en corte  $z$  producto, seguramente, de una distorsión más pronunciada para el caso del corte  $x$ . En resumen,

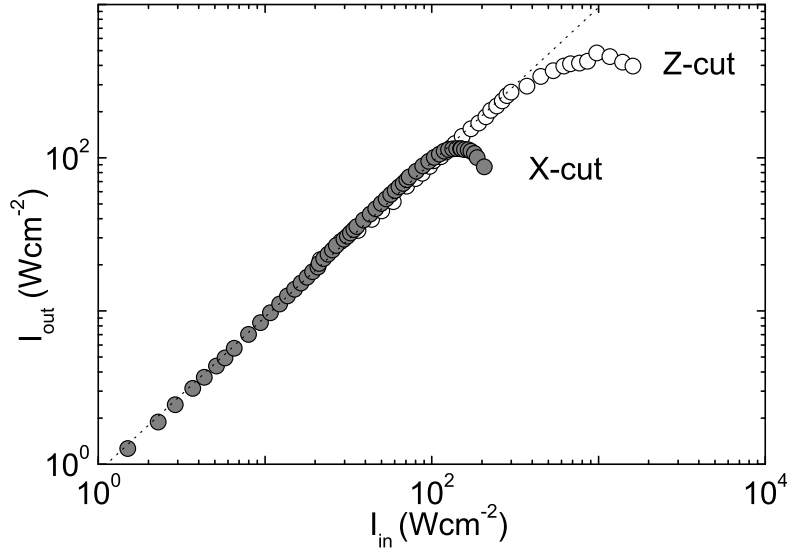


Figura 4.6: Curva característica de daño de dos guías en fase alfa de 24 h (4 mm de propagación), una sobre un sustrato corte  $x$  y otra sobre un sustrato corte  $z$ .

encontramos unos resultados muy similares (del mismo orden de magnitud), aunque el corte  $z$  presenta una mayor resistencia.

#### 4.3.4. Dependencia con la distancia de propagación.

Un factor relevante que no ha sido estudiado en trabajos previos es la posible influencia de la longitud de propagación en el comportamiento del daño. Sin embargo dado que se trata de un efecto de desfocalización no lineal este factor debería ser considerado.

Para aclarar este punto, se ha medido la curva característica de daño en función de la longitud de propagación. Las medidas se han realizado en una guía en fase alfa (18 h, corte  $x$ ) en el rango de longitudes entre 4 mm y 19 mm. Hemos utilizado esta guía debido a que el sustrato donde ha sido fabricada, tiene una longitud suficientemente larga  $\sim 28$  mm. Estas curvas se obtienen moviendo el prisma de acoplo de salida a la distancia deseada.

En la figura 4.7 (a) se muestra los resultados para distintas longitudes de propagación comprendidas entre 4 mm y 19 mm. En la figura se observa cierta dispersión en los datos del valor del umbral de daño para las distintas longitudes  $L$ , aunque la tendencia general es una disminución con  $L$ . En la figura 4.7 (b) se aprecia mejor esta tendencia debido a que se muestra el valor del umbral en función de la distancia de propagación. En particular, el aumento de 4 a 18 mm de propagación produce una disminución del umbral de 130 a 30 Wcm<sup>-2</sup>.

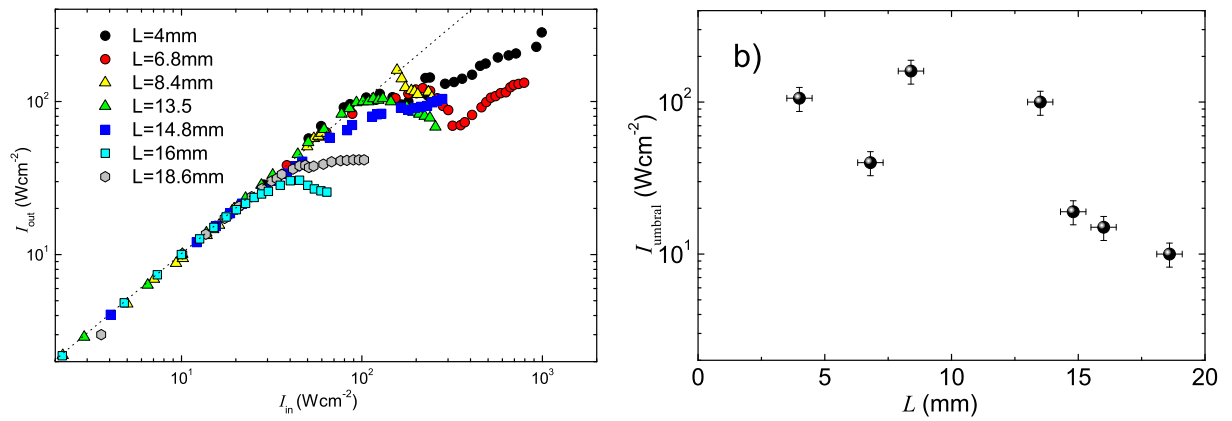


Figura 4.7: (a) Curvas características de daño para distintas longitudes de propagación en el rango entre 4 y 19 mm, y (b) Umbrales de daño  $I_{umbraI}$  en función de la distancia de propagación  $L$ . Ambas para una guía en fase alfa de 18 h en corte  $x$ .

La dispersión observada se debe al error que se produce al cambiar los prismas de acoplamiento para cada nueva longitud. Este error está en el rango del 20 % siendo muy difícil de determinar para cada nueva situación.

En conclusión la longitud de propagación afecta significativamente a la degradación del haz, como cabría de esperarse. Por otro lado, estos resultados sugieren que a distancias muy cortas  $\sim 1$  mm, el umbral de daño podría aumentar significativamente, siendo posible manejar intensidades mayores. Además, este resultado podría explicar los datos de umbrales obtenidos en cristales de LiNbO<sub>3</sub> [116] frente a los de las guías porque en estas  $L$  es típicamente mucho mayor.

#### 4.4. Estudio del perfil luminoso de salida.

Para completar la caracterización del daño conviene no limitarse a la determinación del umbral de daño, aunque sea el dato de mayor interés tecnológico, sino investigar la distorsión a intensidades más altas. Cabe esperar que la información obtenida sea relevante de cara a entender el fenómeno del daño óptico.

Los trabajos previos de Alcázar *et al.* [141, 40] describen tres regiones de intensidad sobre la curva característica de daño que muestran comportamientos muy diferentes al aumentar la intensidad de luz. Una primera región de comportamiento lineal, donde el daño no se manifiesta, aunque existe un cambio de índice fotorrefractivo; una segunda región que comienza en el umbral de daño, donde una degradación apreciable del haz impide el comportamiento proporcional de la intensidad; y una última región, caracterizada por un comportamiento caótico

de la intensidad de salida y por un límite superior de intensidad que puede soportar la guía aunque se aumente considerablemente la potencia dentro de ella.

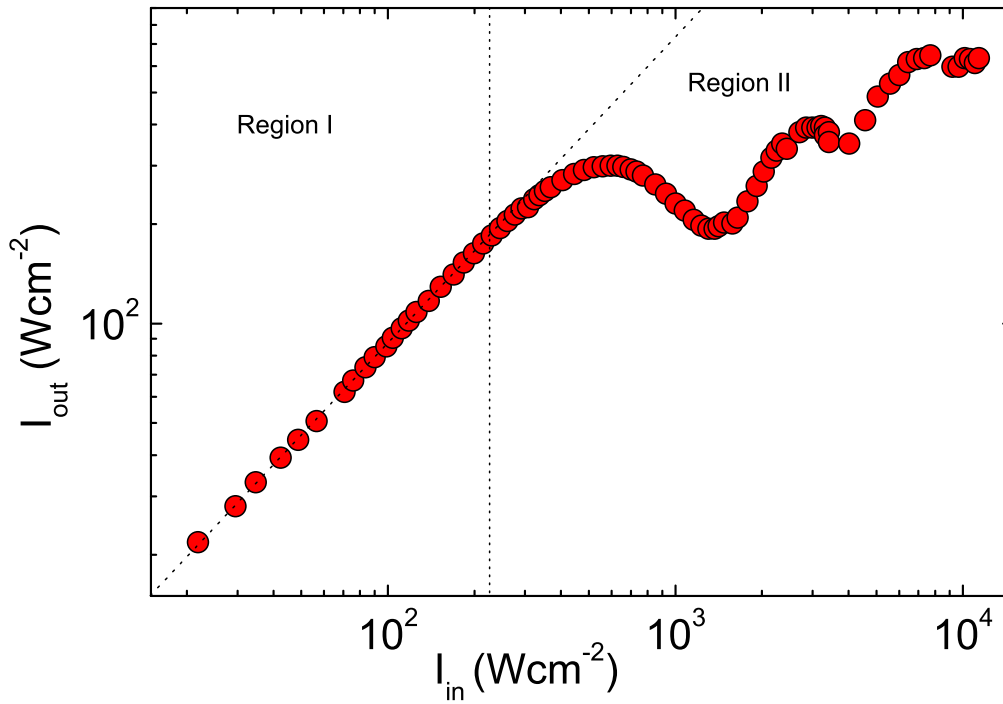


Figura 4.8: Curva característica de daño de una guía en fase alfa 24 h corte  $z$  donde se muestra un comportamiento seudo periódico.

En este trabajo, hemos abordado en detalle la caracterización de la distorsión del haz a intensidades superiores al umbral tanto en guías en corte  $x$  como en guías en corte  $z$ . En la figura 4.8 se muestra de nuevo la curva característica del daño para una guía en fase alfa en corte  $z$  en un rango mayor de intensidades (hasta  $10^4$   $\text{Wcm}^{-2}$ ) para una propagación de 4 mm. Al alejarnos del umbral se ha encontrado una respuesta pseudoperiódica de la intensidad de salida frente a la intensidad de entrada bastante significativa como se puede observar en la figura 4.8. Cabe destacar que en esta guía no se observa un comportamiento caótico al aumentar la intensidad.

Experimentalmente para caracterizar y comprender el fenómeno que produce este comportamiento, como ya se ha mencionado (sección 4.2) substituyó el iris y su detector correspondiente por una cámara CCD colocada a unos 80 mm del prisma de salida, con el fin de registrar directamente el perfil luminoso del haz de salida (ver Fig. 4.2).



#### 4.4.1. Observación de estructuración del perfil: Filamentación

Las primeras imágenes cualitativas del fenómeno, presentados en la figura 4.9, muestran una estructuración significativa del *spot* de salida que depende fuertemente de la intensidad. A este fenómeno lo denominaremos de aquí en adelante *filamentación*.

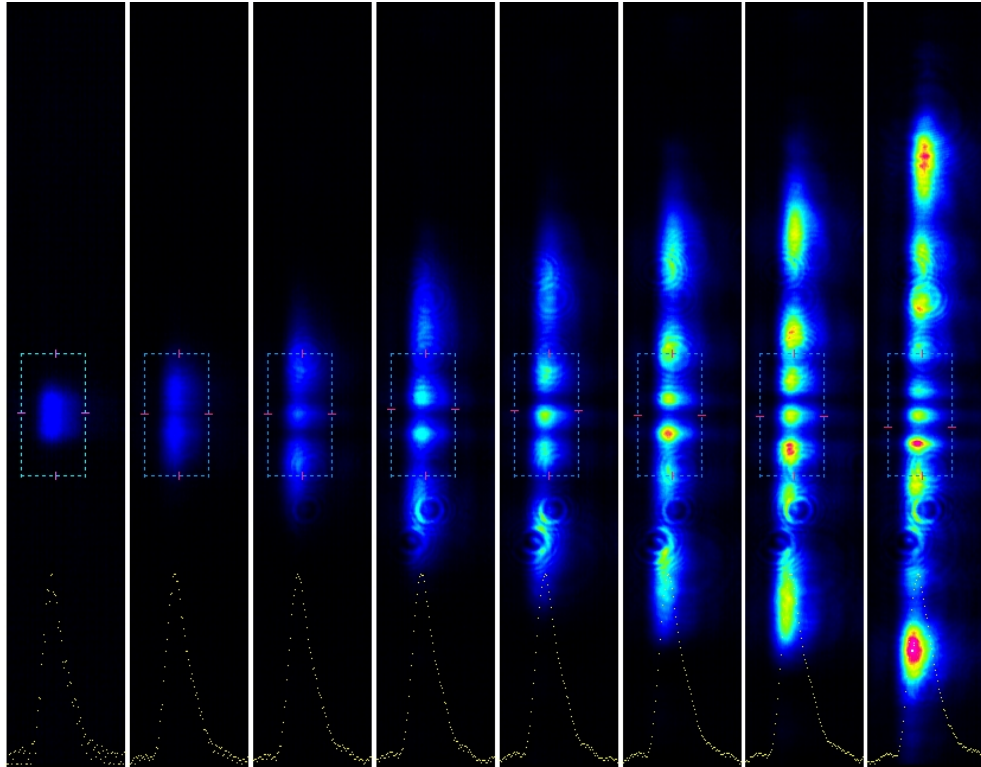


Figura 4.9: Imágenes del *spot* de salida obtenidas al aumentar la intensidad de entrada de una guía en fase alfa de 24 h corte  $z$  con una propagación de 4 mm. En estas imágenes la intensidad es aumentada de izquierda a derecha.

En la figura 4.9 muestra el *spot* de salida para distintas intensidades crecientes de izquierda a derecha. En esta figura se aprecia la formación de filamentos de manera simétrica, respecto al centro del haz a baja intensidad, donde el número de filamentos crece con la intensidad. Este fenómeno explica el comportamiento pseudoperiodico mostrado en la figura 4.8 ya que las depresiones y crecimientos en la curva característica de daño, en donde se recoge la intensidad promedio en el centro del *spot*, estarían asociadas a la disminución y al aumento de energía debidas al proceso de formación de filamentos en el centro del perfil de haz.

La dinámica de este fenómeno al aumentar la intensidad sigue siempre un determinado patrón. Primero, el haz inicial sufre una distorsión del perfil. El haz se abre con la intensidad hasta que aparece una depresión en el centro del haz. Esta depresión va creciendo con la intensidad obligando al haz a separarse en dos haces resultantes hasta que aparece un aumento en el centro de la depresión que a mayor intensidad constituye un nuevo filamento. A partir de

este momento el fenómeno se repite de nuevo, es decir, el haz central crece hasta que se produce una depresión central y luego la depresión se hace mas abrupta hasta que aparece un nuevo haz.

Es importante señalar que el fenómeno de filamentación observado al aumentar paulatinamente la intensidad, se observa también cuando la intensidad es ajustada directamente en un valor determinado. Es decir, el número de filamentos del haz de salida es el mismo tanto si se aumenta paulatinamente la intensidad como si el haz adquiriera instantáneamente una determinada intensidad.

#### 4.4.2. Efecto de la configuración del cristal: Comparación entre el corte $x$ y corte $z$ .

El experimento de observación de los filamentos ha sido repetido en varias ocasiones para guías en fase alfa en las dos configuraciones geométricas corte  $x$  y corte  $z$ . El fenómeno en líneas generales evoluciona de la misma manera en ambos cortes. Los filamentos aparecen de manera consecutiva en función de la intensidad, sin embargo para el corte  $z$ , los filamentos están mejor definidos que en el corte  $x$ . Razón por la cual, en el caso del corte  $z$ , se han encontrado hasta un máximo de 11 filamentos definidos (Fig. 4.9) mientras que en el caso del corte  $x$ , solo se han podido observar 6 filamentos bien definidos.

En la figura 4.10 se observan los perfiles del spot de salida en función de la intensidad, para dos experimentos diferentes, uno en una guía en fase alfa 24 h sobre corte  $z$  (Fig. 4.10 (a)) y el otro en guía en fase alfa 24 h sobre corte  $x$  (Fig. 4.10 (b)). En ambos casos se observa el ensanchamiento del haz y la aparición de los filamentos, como se han mencionado.

En la figura 4.10 (a) (corte  $z$ ), se muestran los perfiles del haz de salida en la dirección  $x$  en el rango entre 20 y 3330  $\text{Wcm}^{-2}$ . Para intensidades  $I > 500 \text{ Wcm}^{-2}$  el haz sufre la desfocalización esperada. A partir de los 550  $\text{Wcm}^{-2}$  el perfil comienza a dividirse paulatinamente con la intensidad, obteniéndose dos filamentos a 780  $\text{Wcm}^{-2}$ , tres a 1800  $\text{Wcm}^{-2}$  y cuatro a 3330  $\text{Wcm}^{-2}$ .

En la figura 4.10 (b) (corte  $x$ ), se muestra la evolución de los perfiles en la dirección  $z$  en el rango entre 70 y 1500  $\text{Wcm}^{-2}$ . En este caso la aparición de los filamentos se produce a intensidades menores, siendo en este caso aproximadamente 320  $\text{Wcm}^{-2}$  la intensidad a la que aparecen dos filamentos. Además, a partir de los 700  $\text{Wcm}^{-2}$  se observa una importante distorsión hacia la derecha.

Claramente, en el caso de la guía en corte  $z$  los filamentos son más definidos, y la distribución espacial mantiene la simetría entorno a la posición del filamento central. En el caso del corte  $x$  los filamentos aparecen menos definidos y a altas intensidades se rompe la simetría.

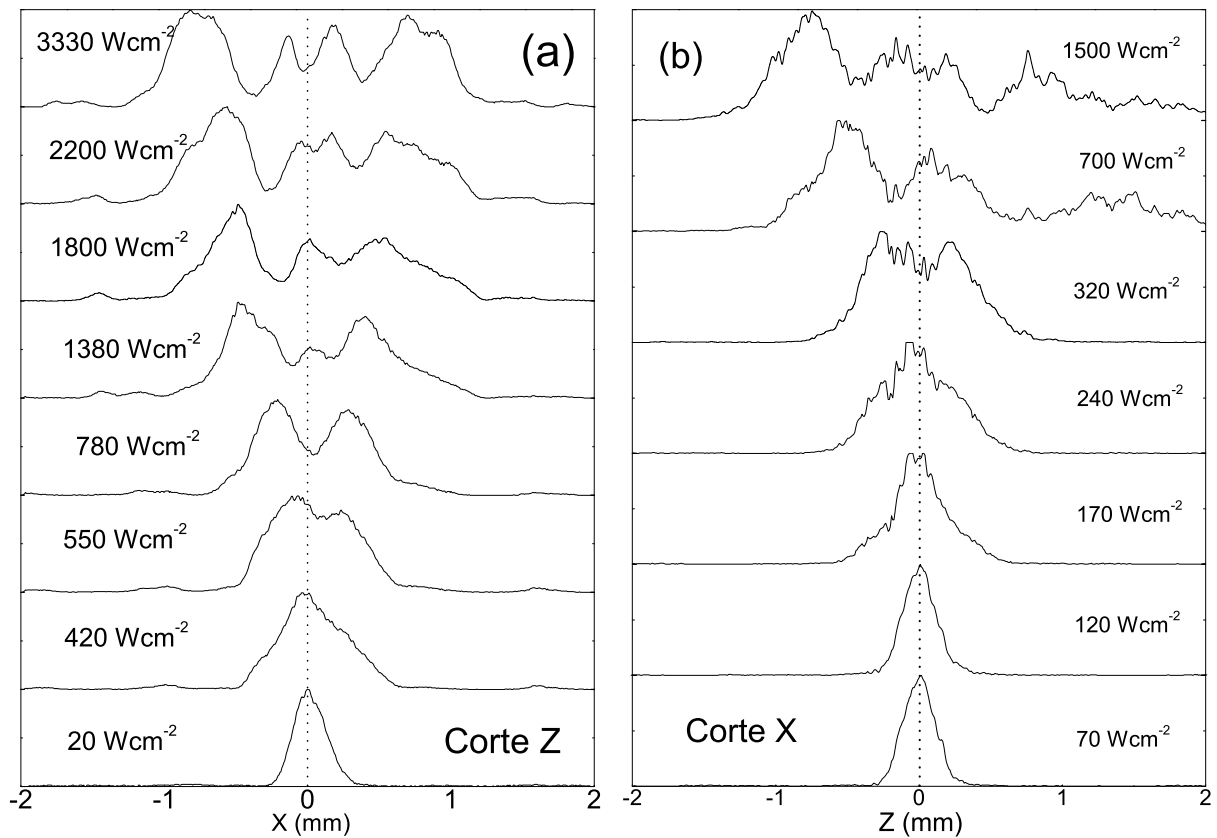


Figura 4.10: Perfiles de intensidad de los *spots* de salida para distintas intensidades medidas en una guía en corte  $x$  y una guía corte  $z$ . Los perfiles de intensidad están normalizados.

#### 4.4.3. Respuesta Temporal de la filamentación: Comparación entre corte $x$ y corte $z$ .

La evolución del proceso de distorsión y filamentación del haz luminoso, esta determinada por los tiempos de respuesta del efecto fotorrefractivo en el sustrato utilizado que, entre otras magnitudes, dependen del inverso de la intensidad luminosa  $I$  (ver sección 3.4). Esto significa que nuestras guías en fase alfa de 24 h tendrían, típicamente, una respuesta de  $\sim 5$  s a unos  $100 \text{ Wcm}^{-2}$  y menos de 0.5 s para más de  $1000 \text{ Wcm}^{-2}$ , como se ha mostrado en la sección 3.4.

Por otro lado, una vez generados, los filamentos son estables en el tiempo. Para intensidades fijas de más de una hora, tiempo significativamente superior al tiempo de respuesta del cristal, no se observa variaciones en la forma del perfil.

En el corte  $z$ , la disminución progresiva de la intensidad promedio del haz incidente produce la secuencia de generación de filamentos a la inversa. Es decir, se disminuye la cantidad de filamentos hasta obtener la forma de haz original a bajas intensidades. En el corte  $x$  esto sucede solo a intensidades bajas e intermedias, ya que si se alcanzan altas intensidades donde se observa

la distorsión asimétrica, la forma del haz permanece distorsionada a bajas intensidades. En este caso se puede recuperar la forma original del haz aumentando la temperatura o manteniendo la guía sin iluminación tiempos muy largos ( $\sim 24$  h).

Por otra parte, se observa que la diferencia más significativa entre las configuraciones estudiadas, es la dinámica temporal a altas intensidades. A muy altas intensidades ( $I > 3000$  Wcm $^{-2}$ ) el corte  $x$  muestra una dinámica aparentemente caótica. A este comportamiento lo hemos denominado *daño catastrófico*.

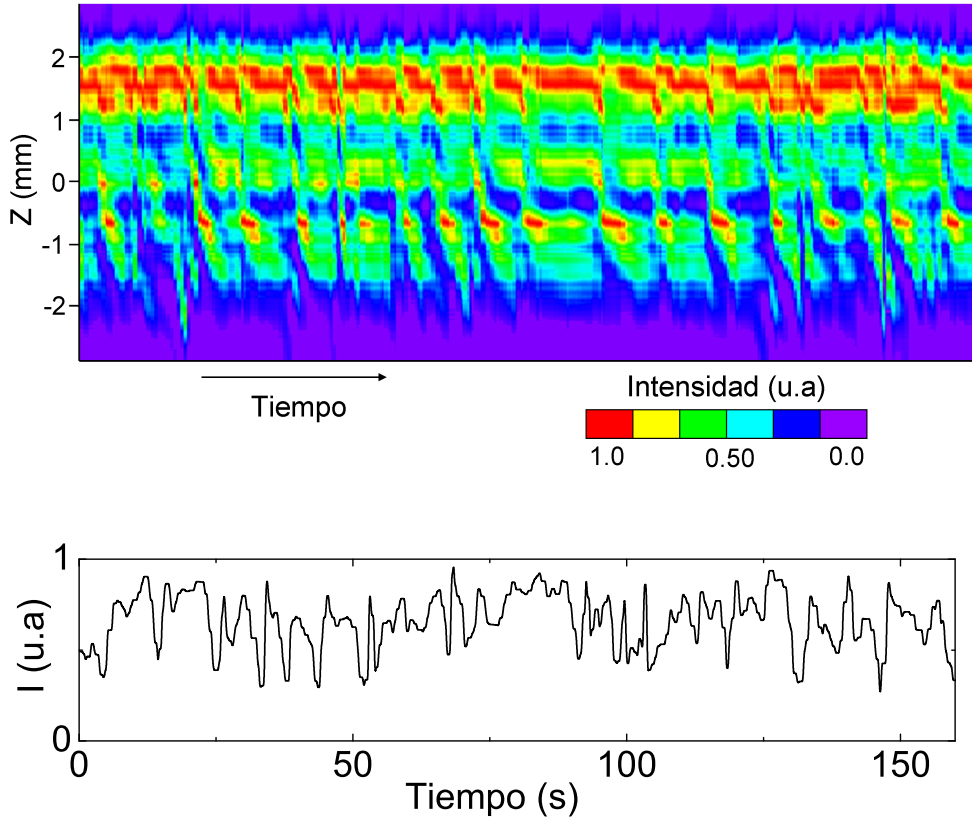


Figura 4.11: Evolución temporal del perfil de intensidad del haz de salida (arriba) y de uno de los picos del perfil (abajo), para una guía  $\alpha$  corte  $x$ .

En la figura 4.11 (a) se muestra la evolución del perfil de intensidad del haz de salida en función del tiempo. Aunque la estructura parece mantenerse (los picos y valles mantienen su posición), la distribución de intensidad cambia notablemente con el tiempo sin ninguna periodicidad aparente. Para mostrar este comportamiento mejor, en la figura 4.11 (b) se representa observa la evolución temporal de uno de los picos del perfil, donde no se aprecia una dinámica regular, sino más bien un comportamiento caótico. Este fenómeno podría explicarse como una consecuencia de la competencia entre el tiempo de formación de redes holográficas y el tiempo de transferencia de energía entre haces, que por sus parecidos a muy altas intensidades impide que se alcance un equilibrio en el perfil. Es interesante añadir que este proceso no ha

sido observado en guías en corte  $z$ , por lo menos en el rango de intensidades accesibles (entre 0 y  $10^5 \text{ Wcm}^{-2}$ ).

Para finalizar la descripción de este fenómeno, en la tabla 4.1 se resumen esquemáticamente las principales características del fenómeno de filamentación encontrados en cada configuración medida, lo que permite una comparación más directa.

Característica	Corte $z$	Corte $x$
Nº max. de filamentos observados	11	6
Simetría	Si	No
Inestabilidad temporal a alta $I$	No	Si
Reversibilidad	Si	No

Tabla 4.1: Principales características fenómeno de filamentación en corte  $z$  y en corte  $x$

#### 4.4.4. Discusión del fenómeno de filamentación.

En esta sección se han observado varios efectos no lineales en guías de onda en fase alfa planares debidas al EFR. Estos efectos son la desfocalización, la formación de filamentos y la generación de inestabilidades temporales en el haz causante del daño óptico. La desfocalización y los filamentos son efectos que aparecen tanto en el corte  $z$  como en el corte  $x$ , mientras que la inestabilidad temporal solo aparece en el corte  $x$ . El proceso de filamentación no ha sido reportado hasta la fecha en guías de  $\text{LiNbO}_3$ . Por otro lado, aunque la desfocalización había sido observada previamente y la inestabilidad temporal había sido reportada [141], este trabajo ha determinado con precisión los rangos de intensidades donde se observan cada uno de estos fenómenos.

El origen de las diferencias entre los cortes  $z$  y  $x$  radica en la dirección del transporte de carga. Como se ha expuesto en la figura 4.5, la corriente en el caso del corte  $x$  aparece contenida en el plano de la guía, mientras que en el corte  $z$  es perpendicular a esta. Por esta razón, en el caso del corte  $z$  la distorsión del haz permanece es simétrica, mientras que en el caso del corte  $x$ , la distorsión asimétrica se ha atribuido a la amplificación direccional de redes de *scattering* [141, 147].

## 4.5. Conclusiones

En este capítulo se ha realizado un esfuerzo por estudiar y describir el proceso del daño óptico sobre guías de onda planares. Basado en los datos obtenidos para las distintas guías y

situaciones estudiadas se ha llegado a distintas conclusiones generales sobre el daño óptico, que se exponen a continuación.

### Descripción general del proceso de daño óptico

Resumiendo los datos anteriores se puede concluir que en líneas generales el proceso de daño óptico depende de la intensidad de la siguiente forma:

- A bajas intensidades<sup>1</sup> el haz no sufre ningún tipo de modificación mientras se propaga por el cristal. Sin embargo, a pesar de no observar ninguna modificación es importante tener en cuenta que existe un cambio de índice de refracción que no es despreciable ( $\sim 10^{-5}$ ) ya que se pueden grabar redes holográficas como se ha mostrado en capítulos anteriores.
- A intensidades medias, el cambio de índice de refracción se hace relevante y produce una distorsión del haz, limitando la intensidad que se propaga por la guía. En estas condiciones, dispositivos basados en guías de onda plana disminuirían su eficiencia pero podrían seguir funcionando. Sin embargo, si el rendimiento del dispositivo depende de la estructura espacial del haz, este sería seriamente afectado, por ejemplo, en el caso de algunos láseres cuya eficiencia está estrechamente relacionada con la propagación del modo fundamental de la cavidad resonante.
- Al aumentar la intensidad aparece una estructuración del haz de salida, la cual divide el haz en un número de filamentos que dependen del valor de la intensidad. En esta situación sería muy difícil mantener el dispositivo en condiciones de trabajo eficientes.
- A altas intensidades hay una importante distorsión del haz, produciéndose frecuentemente, en el caso de dispositivos de corte  $x$ , una dinámica temporal muy inestable (daño catastrófico). Además, no siempre es posible obtener directamente la forma original del haz al disminuir la intensidad.

### Resistencia al daño óptico fotorrefractivo

Las medidas realizadas corroboran los mecanismos típicos de reducción de daño, a saber, el dopaje con Mg y el aumento de la temperatura, cuantificando su efecto en el caso concreto de las guías en fase alfa. Además, se aporta nueva información sobre dos aspectos relevantes: la influencia de la configuración geométrica y de la longitud de propagación. Específicamente se ha obtenido lo siguiente:

---

<sup>1</sup> Aquí el término bajas o altas intensidades no se especifica cuantitativamente debido a que el valor depende de las características de la guía (corte, dopaje, etc) y de las condiciones experimentales (propagación, temperatura, etc)

- **Dopaje con Magnesio:** Claramente esta es quizás la condición que produce el mayor aumento de la resistencia al daño, 3 ordenes de magnitud. Sin embargo esta opción no es recomendable en casos donde se desee tener un cambio de índice de refracción considerable como, por ejemplo en el caso de grabar redes holográficas.
- **Temperatura:** El aumento de la temperatura aumenta la resistencia al daño. En el caso de las guías en fase alfa un aumento a más de 50 °C, aumenta el umbral unos 2 ordenes de magnitud.
- **Efectos de la geometría del cristal:** La geometría del cristal, que en el caso de las guías de onda planares esta determinada por el corte del sustrato, parece afectar poco al umbral del daño, aunque repetidas veces el corte z muestra una resistencia mayor a la del corte x. Sin embargo la geometría juega un papel crucial a altas intensidades, ya que en el corte z los procesos de amplificación de ruido son inhibidos.
- **Longitud de propagación:** La disminución de la longitud de propagación contribuye a aumentar los umbrales de daño.





## Capítulo 5

# Modelo teórico para el daño fotorefractivo.

En los capítulos anteriores se ha hecho patente la necesidad de utilizar un nuevo modelo diferente al convencional para explicar la diversa fenomenología del daño fotorrefractivo. En este capítulo se va a presentar y desarrollar este modelo y se aplicará a la descripción del daño óptico en guía de  $\text{LiNbO}_3$ . En particular, se intentaran explicar los resultados experimentales de los capítulos 3 y 4. Estos resultados han sido publicados en los artículos A.2 y A.9 presentados en el anexo.

### 5.1. Introducción

Las limitaciones del modelo estándar de un centro habían aparecido también en otros contextos. Las medidas de absorción óptica con iluminación pulsada realizadas por Jermann *et al.* [76] y Berben *et al.* [148], y los experimentos de medidas de corrientes fotovoltaicas en volumen [73] y en guía de onda [74] a alta intensidad, mostraban con bastante claridad que el modelo de un centro no era suficiente para describir los resultados observados.

Los primeros intentos de entender los comportamientos observados fueron realizados por el grupo de Jermann, que propuso un modelo de dos centros fotorrefractivos para describir el comportamiento de redes fotorrefractivas en cristales con una alta concentración de hierro en volumen [76]. Poco después y sin conocer la naturaleza del segundo centro, el modelo fue extendido a guías de onda aunque en una versión muy preliminar [149]. Finalmente, Simon y col. identificaron al niobio en sitio de litio o antisitio ( $\text{Nb}_{\text{Li}}$ ), como el segundo centro fotorefractivo [150], poniendo así las bases para poder aplicar un modelo más realista. Recientemente, en una tesis anterior de nuestro grupo Carnicero y col. [75, 88] desarrollaron con éxito un modelo teórico de dos centros fotorrefractivos, para describir la superlinealidad de la corriente fotovoltaica con la intensidad observada en guías de ondas. Este trabajo nos

sugirió la extensión del modelo a la descripción del efecto fotorrefractivo y en particular a la propagación de ondas dentro de una guía de onda con el fin de explicar así el fenómeno de daño.

## 5.2. El Modelo de dos centros fotorrefractivos

El modelo que proponemos considera dos centros fotorrefractivos, el hierro (Fe) y el niobio en sitio de litio (antisitio  $\text{Nb}_{\text{Li}}$ ) cuyos donadores son  $\text{Fe}^{2+}$  y  $\text{Nb}_{\text{Li}}^{4+}$  y los aceptores  $\text{Fe}^{3+}$  y  $\text{Nb}_{\text{Li}}^{5+}$  respectivamente. En la figura 5.1 se presenta un esquema simplificado que representa el modelo de dos centros propuesto. Básicamente, en este modelo se considera que los donadores de ambos centros pueden ser ionizados tanto ópticamente como térmicamente. Sin embargo, el antisitio al ser una trampa superficial contiene una población despreciable de electrones a temperatura ambiente, debido a que este tiene una probabilidad de ionización térmica 100 veces mayor que la del hierro.

Por otro lado una característica importante del modelo que proponemos es que el transporte de carga solo se realiza a través de la banda de conducción, descartando así las transiciones directas entre los centros activos. Esta es principal diferencia de nuestro modelo con respecto a los modelos propuestos anteriormente por Simon [150] y col. y por Erdmann [149]. Descartamos dichas transiciones directas por varias razones: i) no existen evidencias experimentales claras que la justifiquen y ii) deberían ser muy improbables en cristales no dopados por su baja concentración. Además, en cualquier caso complican el modelo y merece la pena ensayar primero con un modelo más sencillo que ya explicaba las corrientes fotovoltaicas.

### 5.2.1. Sistema de Ecuaciones

El sistema de ecuaciones diferenciales que describe el transporte de carga en el nuevo modelo tiene una estructura similar al del modelo estándar de un centro [61] pero teniendo en consideración la presencia del segundo centro. Las transiciones posibles se producen entre los centros y la banda de conducción, tanto por excitación térmica como óptica.

$$\frac{\partial n}{\partial t} = (S_1 I + S_{t1})N_1 + (S_2 I + S_{t2})N_2 - S_r n (N_{D1} - N_1 + N_{D2} - N_2) - \frac{1}{e} \frac{\partial}{\partial z} j(z, t) \quad (5.1)$$

$$-\frac{\partial N_1}{\partial t} = \frac{\partial (N_{D1} - N_1)}{\partial t} = (S_1 I + S_{t1})N_1 - S_r n (N_{D1} - N_1) \quad (5.2)$$

$$-\frac{\partial N_2}{\partial t} = \frac{\partial (N_{D2} - N_2)}{\partial t} = (S_2 I + S_{t2})N_2 - S_r n (N_{D2} - N_2) \quad (5.3)$$

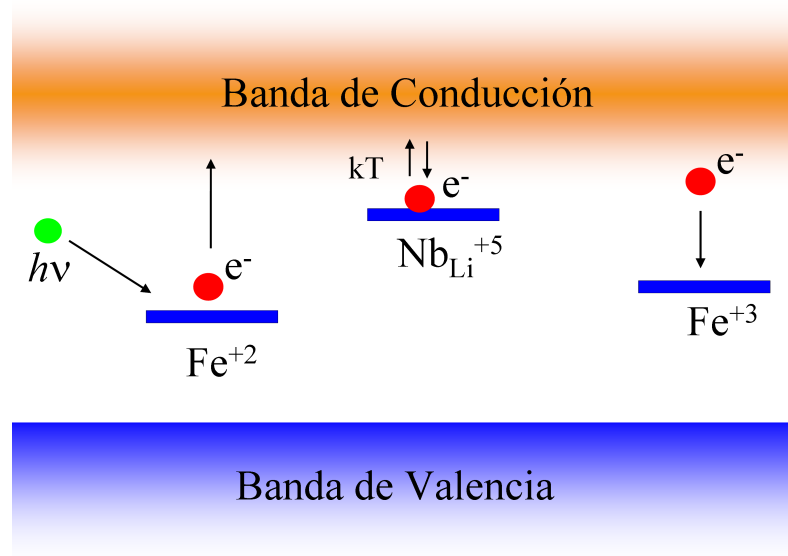


Figura 5.1: Esquema del modelo de dos centros fotorrefractivos (Fe y Nb<sub>Li</sub>) propuesto en este trabajo. En el esquema se incluye la fotoionización, la excitación térmica, la recombinación en Fe<sup>3+</sup> y el transporte.

$$j(z, t) = eI(L_1 S_1 N_1 + L_2 S_2 N_2) + e\mu n(z, t) E(z, t) + eD \frac{\partial n(z, t)}{\partial z} \quad (5.4)$$

En las ecuaciones los subíndices se refieren a los dos centros fotorrefractivos, 1 al hierro y 2 al antimonio.  $n$  representa la concentración de electrones libres en la banda de conducción,  $N_{D1}$  y  $N_{D2}$  son las concentraciones totales de átomos de hierros y antismos ([Fe] y [Nb<sub>Li</sub>]),  $N_1$  y  $N_2$  las concentraciones de los centros donadores ([Fe<sup>2+</sup>] y [Nb<sub>Li</sub><sup>4+</sup>]), así que  $N_{Di} - N_i$  son las concentraciones de los aceptores del centro  $i$ . Los parámetros  $S_1$  y  $S_2$  son las secciones eficaces de fotoionización,  $S_{t1}$  y  $S_{t2}$  las probabilidades de excitación térmica,  $S_r$  el coeficiente de recombinación o de atrapamiento, que se ha escogido igual para ambos centros.  $I$  es la intensidad luminosa (medida en flujo de fotones),  $j$  la corriente,  $\mu$  la movilidad electrónica,  $E$  el campo eléctrico,  $L_1$  y  $L_2$  las longitudes fotovoltaicas de cada centro y  $D$  el coeficiente de difusión térmica de los electrones.

Los parámetros  $S_{t1}$ ,  $S_{t2}$  y  $D$  dependen de la temperatura siguiendo una ley de tipo Arrhenius, por ejemplo  $S_{t1}(T) = S_{t10} \exp(\epsilon_1/K_B T)$  donde  $\epsilon_1$  sería la energía de activación asociada.

### 5.2.2. Determinación de los valores de los parámetros.

La determinación de un conjunto de valores realista para los parámetros es de vital importancia para que el modelo prediga acertadamente las condiciones experimentales. Sin embargo, esta determinación es bastante complicada debido a que algunos parámetros no son

conocidos con mucha precisión, y en algunos casos, existen contradicciones entre distintos autores. Además, las técnicas experimentales utilizadas para medir algunos parámetros no son capaces de determinarlos con suficiente precisión. Por ejemplo la concentración de hierro residual del  $\text{LiNbO}_3$  en cristales nominalmente puros, es tan pequeña que no es posible dar un valor fiable incluso con las técnicas más modernas.

En este trabajo hemos utilizado parámetros medidos para guías PE en fase alfa debido a la variedad de datos experimentales de que disponemos, algunos obtenidos en trabajos anteriores [142, 131, 88, 40] y otros en esta tesis. Sin embargo, los resultados que obtendremos con este modelo pueden ser aplicados al  $\text{LiNbO}_3$  en volumen con bastante fiabilidad dado que el proceso de fabricación de las guías en fase alfa no altera significativamente las propiedades del sustrato a excepción de la concentración de protones.

A continuación se describe brevemente como se han determinado los parámetros implicados en el modelo de dos centros:

- $N_{D2}$  : Basado en experimentos de difracción de rayos X y espectroscopía de neutrones por tiempo de vuelo, Iyi y colaboradores [151] determinan la concentración de niobios en sitio de litio para distintos valores de la estequiometría del cristal. De estos datos se ha determinado un valor de  $N_{D2} = 2 \times 10^{26} \text{ m}^{-3}$  para cristales congruentes y  $N_{D2} = 2 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$  para cristales cuasiestequiométricos. Estos valores coinciden en orden de magnitud con nuestras estimaciones tomando en cuenta los valores de estequiometría y el balance de cargas.
- $N_{20}$  : Este valor lo consideramos aproximadamente cero debido a que el antisitio se encuentra despoblado a temperatura ambiente [75].
- $N_{D1}$  : Los fabricantes de las obleas nominalmente puras, estiman que la cantidad de impurezas residuales de hierro esta en el rango de  $1\text{-}3 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$ . El valor utilizado en este trabajo es  $N_{D1} = 2 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$  en concordancia con trabajos anteriores [75, 74].
- $N_{10}$  : Tomando en cuenta los trabajos de Carnicero y col. [75], de la Paliza y col. [74] y este mismo, se ha tomado para las guías en fase alfa de 24 horas un valor de concentración  $[\text{Fe}^{2+}] = 0.065 \times [\text{Fe}]$ . Esto equivale a  $N_{10} = 1.3 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$ . Este parámetro se estima a partir de los tiempos de borrado óptico de las redes holográficas como se menciona en la sección 3.4. Como hemos comentado anteriormente, el tiempo de intercambio protónico del material modifica drásticamente el estado de reducción, el cual en nuestras muestras, se encuentra comprendido en el rango de 0.001 a 0.2 según el tiempo de intercambio protónico [41].
- $S_1$  : Simon y colaboradores [73] dan un rango para el valor de  $S_1$  entre  $1.5 \times 10^{-22}$  y  $4.2 \times 10^{-22} \text{ m}^{-2}$  obtenido de experimentos de medición de fotocorriente. Para este trabajo

se ha tomado  $S_1 = 2 \times 10^{-22} \text{ m}^{-2}$  siendo consistente con los trabajos de Carnicero [75], De la paliza [74] y Basun [152].

- $L_1$  : De los ajustes del modelo teórico de dos centros a los datos experimentales de la corriente fotovoltaica en guías en fase alfa de Carnicero y colaboradores [75, 88], el valor de  $L_1$  queda fijado en  $L_1 = 5 \times 10^{-10} \text{ m}$  ( $5 \text{ \AA}$ ) mediante la ecuación  $j_{pv}/I = eL_1S_1N_1$ .
- $S_2$  : Las medidas de absorción de polarón de Berben [148] y de Schirmer [153] permiten determinar este parámetro. Este ha sido tomado  $S_2 = 1.5 \times 10^{-22} \text{ m}^{-2}$ .
- $L_2$  : Las mediciones de corriente fotovoltaica de Carnicero [75, 88] y las de Simon [73] establecen la relación  $S_2L_2/S_1L_1 = 4.5$ . Esto fija a  $L_2 = 31.5 \times 10^{-10} \text{ m}$ . Nótese que este parámetro muestra que el antisitio tiene una longitud fotovoltaica apreciablemente mayor que la del hierro, aproximadamente 6 veces mayor, lo que jugara un papel importante en el comportamiento del modelo.
- $S_{t2}$  : Al ajustar la corriente fotovoltaica con un polinomio cúbico se establece el valor de  $S_1/S_{t2}$ . Carnicero [88] propone  $S_{t2}(T = 290K) = 1.4 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ .
- $\epsilon_2$  y  $S_{t20}$  : De las mediciones a distintas temperaturas de corrientes fotovoltaicas de Carnicero [88] y de las de umbrales de daño en este trabajo (capítulo 4) se obtiene un valor de  $\epsilon_2 = 0.32 \text{ eV}$ . Usando este valor y sabiendo que este parámetro sigue una ley tipo Arrhenius  $S_{t2}(T) = S_{t20} e^{-\frac{\epsilon_2}{k_B T}}$  se obtiene  $S_{t20} = 5 \times 10^{11} \text{ s}^{-1}$ .
- $S_r$  : Sturman y colaboradores [154] determinan un valor de  $S_r = 10^{-15} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$  al ajustar un modelo de fijado térmico en niobato de litio en volumen. Aunque este valor se refiere al volumen, Méndez y colaboradores [79] lo utilizan con buenos resultados para guías en fase alfa.
- $\epsilon_1$  y  $S_{t10}$  : Los valores de estos parámetros se toman del trabajo de Carrascosa y Agulló-López [155]  $\epsilon_1 = 1 \text{ eV}$  y  $S_{t10} = 5 \times 10^{14} \text{ s}^{-1}$ . Estos valores son utilizados para describir experimentos de fijado en guías en fase alfa por de la Paliza y col. [103] con bastante acuerdo entre el modelo y los experimentos.
- $\epsilon$  : Este parámetro se escoge como  $\epsilon = 0.16 \text{ eV}$  en concordancia con de la Paliza [103] y es muy similar al utilizado para el volumen  $\epsilon \sim 0.15 \text{ eV}$  [156, 155].
- $\mu_0$  : Este parámetro se toma  $\mu_0 = 6 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$  para mantener las relaciones  $S_r/\mu = 10^{-9} \text{ mV}^{-1}$  [103] y  $\mu(T) = \mu_0 e^{-\frac{\epsilon}{k_B T}}$ .

Es importante poner de relieve que los valores de los parámetros provienen de una variedad de experimentos de naturaleza muy distintas tales como mediciones de corrientes fotovoltaicas,

absorción atómica, grabaciones y borrados de redes holográficas, entre otros, siendo tomado en muchos casos, el consenso de varios experimentos.

En la tabla 5.1 se presenta un resumen de todos estos valores y se muestran las referencias involucrados en la determinación de cada parámetro.

### 5.2.3. Distribución de las cargas.

En este apartado se mostrará el desarrollo teórico para obtener la redistribución de los electrones entre los centros y se calculará esta redistribución para el rango de intensidades típico de los experimentos. La determinación de esta redistribución es clave porque influenciara a otras variables directamente observables tanto en la propagación de un haz como en la formación de redes.

Para resolver el sistema de ecuaciones 5.1-5.3 se utiliza la aproximación adiabática [145, 75, 154, 64], que establece que la densidad de electrones responde instantáneamente a las variaciones de las concentraciones de los centros fotorefractivos, ya que estos evolucionan en una escala de tiempo bastante más lenta (unas  $10^4$  veces más lento). Esta aproximación impone que  $\frac{\partial n}{\partial t} = 0$  en 5.1 permitiendo obtener finalmente  $n$  como:

$$n = \frac{(S_1 I + S_{t1}) N_1 + (S_2 I + S_{t2}) N_2}{S_r(N_{D1} - N_1 + N_{D2} - N_2)} \quad (5.5)$$

Por otro lado, se puede suponer que la concentración de electrones es despreciable frente a las concentraciones de los donadores es decir  $n \ll N_1$ . Esta aproximación es valida en el rango de condiciones experimentales ya que incluso a las intensidades más altas posibles ( $\sim 10^5 \text{ Wcm}^{-2}$ ) la concentración de electrones es del orden de  $n \approx 2 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$  mientras que la concentración  $[\text{Fe}^{2+}]$  es  $N_1 \approx 10^{21} \text{ m}^{-3}$ , varios ordenes de magnitud mayor. Utilizando la conservación de la carga y la aproximación anterior, se puede establecer que la concentración de aceptores  $A = N_{D1} - N_1 + N_{D2} - N_2$  y la de donadores  $N = N_1 + N_2$  son constantes en el tiempo.

Sustituyendo la ecuación 5.5 en 5.2 se obtiene una ecuación diferencial de segundo orden para la concentración de donadores que tiene la forma de una ecuación de Riccati:

$$\frac{dN_1}{dt} = aN_1^2 - bN_1 + c \quad (5.6)$$

Parámetro	Descripción	Comentario	Unidades	Valores	Referencia
$n$	Electrones disponibles en la banda de conducción		$\text{m}^{-3}$		
$N_{D1}$	Conc. Total de hierro = [Fe]	No dopados Dopados	$\text{m}^{-3}$	$2 \times 10^{23}$ $1 \times 10^{25}$	[75, 74]
$N_{D2}$	Conc. Total de antistitos = [Nb <sub>Li</sub> ]	Congruente	$\text{m}^{-3}$	$2 \times 10^{26}$	[151, 157]
$S_1$	Sección eficaz de fotoionización $\text{Fe}^{2+}$		$\text{m}^2$	$2 \times 10^{-23}$	[152, 75, 74, 73]
$S_2$	Sección eficaz de fotoionización $\text{Nb}_{\text{Li}}^{4+}$		$\text{m}^2$	$1.5 \times 10^{-23}$	[148, 153]
$L_1$	Longitud de Transporte Fotovoltaico $\text{Fe}^{2+}$		$\text{m}$	$5 \times 10^{-10}$	[75]
$L_2$	Longitud de Transporte Fotovoltaico $\text{Nb}_{\text{Li}}^{4+}$		$\text{m}$	$31.5 \times 10^{-10}$	[75, 74, 153]
$S_r$	Coeff. de atrapamiento para aceptores		$\text{m}^3 \text{s}^{-1}$	$1 \times 10^{-15}$	[74, 103, 79, 154]
$\epsilon$	Energía de activación de la difusión electrónica		eV	0.16	[103]
$\epsilon_1$	Energía de activación desatrapamiento $\text{Fe}^{2+}$		eV	1	[155, 103]
$\epsilon_2$	Energía de activación desatrapamiento $\text{Nb}_{\text{Li}}^{4+}$		eV	0.32	[75, 74]
$S_{r10}$	Probabilidad de ionización térmica $\text{Fe}^{2+}$	$S_{r1}(T) = S_{r10} e^{\frac{\epsilon_1}{-k_B T}}$	$\text{s}^{-1}$	$5 \times 10^{14}$	[155, 103, 79]
$S_{r20}$	Probabilidad de ionización térmica $\text{Nb}_{\text{Li}}^{4+}$	$S_{r2}(T) = S_{r20} e^{\frac{\epsilon_2}{-k_B T}}$	$\text{s}^{-1}$	$6 \times 10^{13}$	[88]
$\epsilon$	Permitividad del LiNbO <sub>3</sub>			$\approx 30 \epsilon_0$	[2]
$D_0$	Coef. de difusión electrónica	$D(T) = D_0 e^{\frac{\epsilon}{-k_B T}}$	$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$	$7.85 \times 10^{-6}$	[103]

Tabla 5.1: Definiciones y valores de los parámetros utilizados para resolver el modelo de dos centros fotorrefractivos.

Donde

$$a = \frac{1}{A}[(S_2 - S_1)I + (S_{t2} - S_{t1})] = \frac{\Delta S}{A} \quad (5.7)$$

$$b = S_1 I + \Delta S \frac{N_{D1}}{A} + \frac{N}{A}(S_2 I + S_{t2}) \quad (5.8)$$

$$c = \frac{N_{D1} N}{A}(S_2 I + S_{t2}) \quad (5.9)$$

La solución para  $N_1$  en estado estacionario se obtendrá haciendo  $\frac{dN_1}{dt} = 0$  en 5.6:

$$N_{1\infty} = \frac{b + F}{2a} \quad (5.10)$$

Donde  $F = \pm \sqrt{b^2 - 4ac}$ . Para que la ecuación 5.10 tenga sentido físico,  $F$  debe ser positivo si  $a \geq 0$  y negativo si  $a < 0$ . Además,  $b^2 - 4ac > 0$  para los valores de los parámetros utilizados.

Conocida la solución homogénea  $N_{1\infty}$ , se hace el cambio de variable  $N_1 = N_{1\infty} + N_1^*$  (solución homogénea más una particular) convirtiendo la ecuación 5.6 en una ecuación de Bernoulli para la variable  $N_1^*$ . Esta ecuación se convierte a su vez en una ecuación diferencial ordinaria haciendo el cambio de variables  $u = (N_1^*)^{-1}$  y se resuelve asumiendo las condiciones iniciales  $N_1(t = 0) = N_{10}$   $N_1$  siendo  $N_{10}$  la concentración inicial de  $[\text{Fe}^{2+}]$  y  $N_2(t = 0) \simeq 0$  ya que este centro está despoblado a temperatura ambiente. La solución de esta última ecuación es:

$$N_1(t) = \frac{F}{K e^{-Ft} - a} + N_{1\infty}; \quad \text{donde} \quad K = \frac{a(N_{1\infty} - N_{10}) - F}{(N_{1\infty} - N_{10})} \quad (5.11)$$

Finalmente la evolución temporal de  $N_2(t)$  se obtiene directamente a partir de  $N_1(t)$ :

$$N_2(t) = N - N_1(t) = N_{10} - N_1(t) \quad (5.12)$$

Utilizando los parámetros de la tabla 5.1 hemos calculado la evolución de las concentraciones estacionarias de donadores en función de la intensidad de iluminación. El resultado para intensidades en el rango de 0 a  $1000 \text{ Wcm}^{-2}$  se muestra en la figura 5.2 donde se observa una fuerte transferencia de la población de electrones del hierro hacia el antisitio. A partir de  $100 \text{ Wcm}^{-2}$  el antisitio posee una población de electrones superior al 25 % de la que tenía originalmente el Fe y a más de  $1000 \text{ Wcm}^{-2}$  supera el 80 %. Se puede demostrar a partir de las expresiones 5.11 y 5.12 que la redistribución de electrones está directamente determinada por las secciones eficaces de fotoionización y las probabilidades de excitación térmica de los dos centros. Básicamente lo que sucede es que la presencia de la iluminación crea una población importante de electrones en la banda de conducción la cual aumenta significativamente la



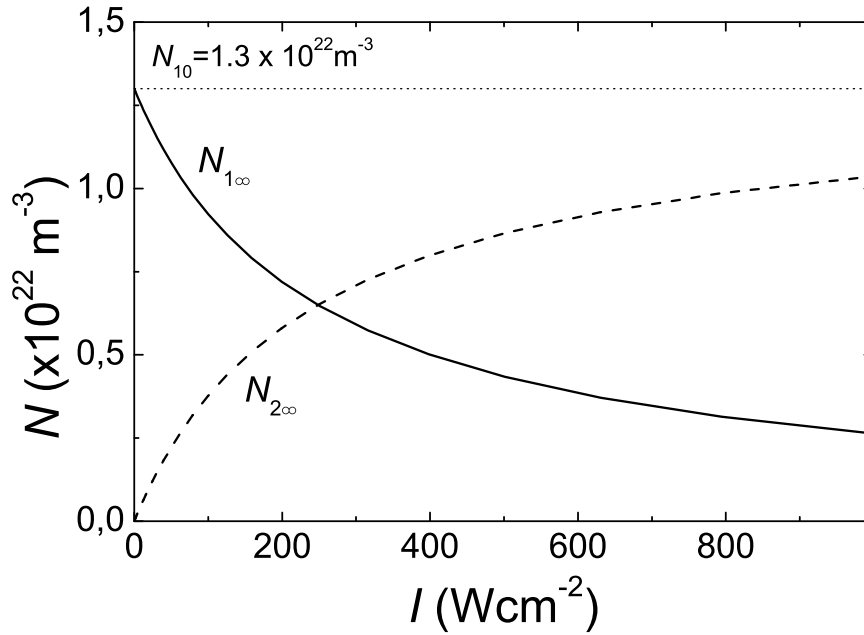


Figura 5.2: Concentración estacionaria de donadores ( $N_{1\infty}$  y  $N_{2\infty}$ ) en función de la intensidad  $I$ .

probabilidad de poblar al antisitio. Si se comparan estos datos con las curvas de absorción del polarón encontrado por Berben y col. [148] se observa un acuerdo semicuantitativo muy bueno.

Las ecuaciones 5.11 y 5.12 describen la distribución de cargas en el cristal para cualquier intensidad pero para entender lo que sucede en los experimentos de los capítulos anteriores como el cambio de índice de refracción, la corriente fotovoltaica y la conductividad.

### 5.3. Resultados para un solo haz. Comparación con los experimentos.

En este apartado se considerara el caso de un haz de perfil gaussiano que se propaga en una guía de onda plana. Sin embargo, para estudiar el comportamiento de las variables más importantes y sus variaciones con los principales parámetros se puede considerar como primera aproximación que la iluminación es homogénea. El resultado se describirá en los apartados 5.3.1 y 5.3.2. En el apartado 5.3.3 y 5.3.3 se considerara ya el perfil gaussiano del haz y se estudiará su propagación a lo largo de la guía.

### 5.3.1. Cambio de índice de refracción en saturación $\Delta n_{\text{sat}}$ , corriente fotovoltaica $j_{FV}$ y conductividad $\sigma$

El cambio de índice de refracción es la magnitud más relevante para el estudio del daño óptico, debido a que la autodifracción del haz en el perfil de índice que el mismo genera es la causa de la degradación del mismo.

Para el caso de la iluminación homogénea el campo espacial de carga  $E$  se obtiene de manera sencilla. Partiendo de la ecuación 5.4 para la densidad de corriente y teniendo en cuenta que en niobato de litio el transporte por difusión se puede despreciar frente a la corriente fotovoltaica.

$$j = e I (L_1 S_1 N_1 + L_2 S_2 N_2) + e \mu n E \quad (5.13)$$

En estado estacionario  $j = 0$  y por tanto se puede despejar el campo espacial  $E_{\text{sat}}$

$$E_{\text{sat}} = \frac{e I (L_1 S_1 N_1 + L_2 S_2 N_2)}{e \mu n E} = \frac{j_{FV}}{\sigma} \quad (5.14)$$

Donde  $N_1$ ,  $N_2$  y  $n$  y como consecuencia  $j_{FV}$ ,  $\sigma$  y  $E_{\text{sat}}$  dependen de  $I$  según las ecuaciones 5.5, 5.11 y 5.12 de redistribución de carga entre los dos centros.

El cambio de índice de refracción en saturación (estado estacionario) viene determinado por el campo eléctrico a través del efecto electroóptico:

$$\Delta n_{\text{sat}} = -\frac{1}{2} n_e^3 r_{33}^3 E_{\text{sat}} \quad (5.15)$$

Donde  $n_e$  es el índice extraordinario del material y  $r_{33}$  el coeficiente electroóptico. Se utilizan estos valores debido a que se considerara que la iluminación tiene una polarización paralela al eje  $c$  del cristal. El índice de refracción depende por tanto también de  $I$  a través de  $E_{\text{sat}}$ .

Es importante destacar que el cambio de índice de refracción por efecto fotorrefractivo en  $\text{LiNbO}_3$  es negativo, por esta razón, nos referiremos de aquí en adelante a la amplitud  $|\Delta n_{\text{sat}}|$ .

Usando 5.15 y los parámetros de la tabla 5.1 se ha calculado la dependencia de  $|\Delta n_{\text{sat}}|$  con  $I$  y el resultado se representa en la figura 5.3. Se observan 3 zonas de comportamientos muy diferenciados. A bajas intensidades ( $I < 5 \times 10^{-3} \text{ Wcm}^{-2}$ ) existe un primer crecimiento de  $|\Delta n_{\text{sat}}|$  con la intensidad que puede explicarse por la contribución no despreciable de la conductividad de oscuridad. A intensidades bajas-medias entre  $5 \times 10^{-3}$  y  $10 \text{ Wcm}^{-2}$ ,  $|\Delta n_{\text{sat}}|$  permanece constante como se predeciría el modelo estándar de un centro fotorrefractivo para conductividad de oscuridad despreciable.

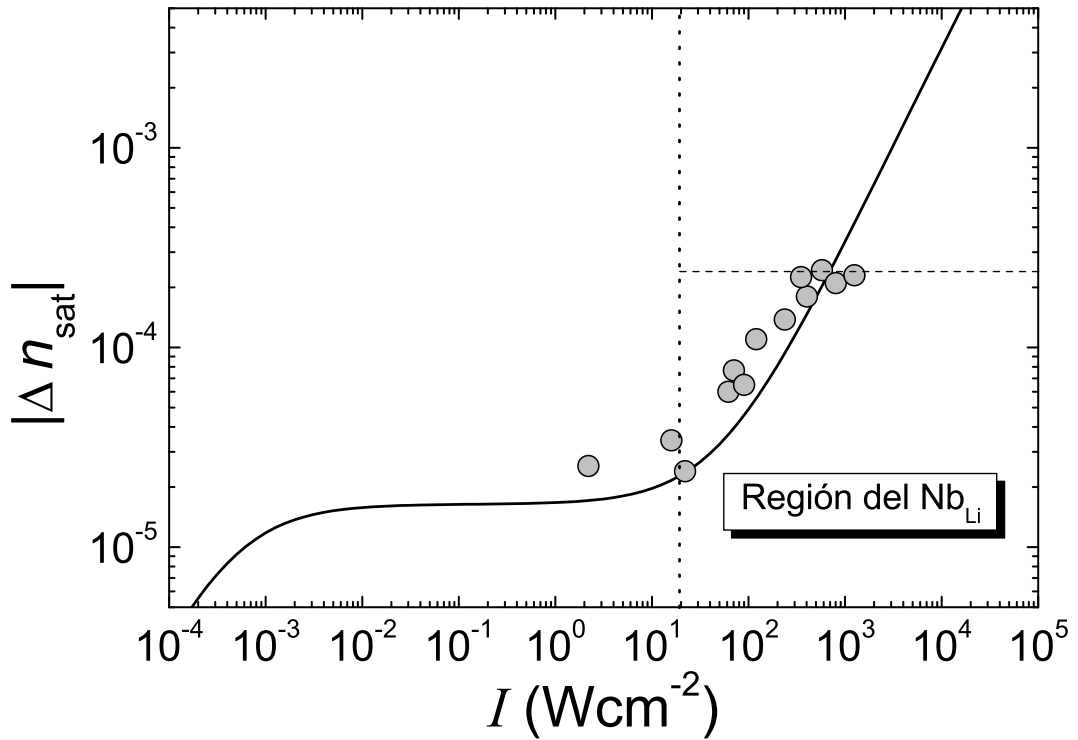


Figura 5.3: Cambio de índice de refracción en saturación  $\Delta n_{sat}$  en función de la intensidad  $I$  obtenido del modelo de dos centros (línea continua). Los datos experimentales han sido medidos por F. Lüdtke en guías en fase alfa utilizando un Mach-Zehnder [158]. La línea discontinua vertical señala donde comienza la región donde es relevante el segundo centro. La línea horizontal discontinua indica donde se satura  $\Delta n_{sat}$  en el experimento debido a la distorsión del haz.

A partir de  $20 \text{ Wcm}^{-2}$  se produce un fuerte aumento de  $\Delta n$ , la cual supera el valor de  $10^{-3}$  para intensidades del orden de  $10^4 \text{ Wcm}^{-2}$ . Este aumento marcado e inesperado se produce en la zona en que aparecen los umbrales de daño encontrados en este trabajo y en otros [118, 158]. Además, como se detallará más adelante, esta subida se debe únicamente a la presencia del segundo centro en el modelo.

En la figura se han añadido los datos experimentales tomados por F. Lüdtke en nuestro laboratorio y con mi colaboración en guías en fase alfa en corte  $z$  [158]. Estos datos fueron obtenidos con un interferómetro Mach-Zehnder donde una guía en fase alfa se colocaba en uno de los brazos del interferómetro, con el fin de medir el  $\Delta n$  correspondiente a la propagación de un solo haz. Hasta  $600 \text{ Wcm}^{-2}$  los datos experimentales muestran un acuerdo excelente con el modelo.

A partir de  $I \sim 600 \text{ Wcm}^{-2}$  los datos experimentales muestran una saturación que se debe a la desfocalización del haz por daño óptico como se demuestra independientemente en el mismo trabajo en que se determina el umbral de daño en  $I \sim 500 \text{ Wcm}^{-2}$ . Nótese que esta saturación

se produce para  $\Delta n_{sat} = 2 \times 10^{-4}$  que sería el cambio de índice umbral, que es el máximo alcanzable en este experimento.

La comparación de los datos experimentales y el modelo es en nuestra opinión muy significativa pues indica inequívocamente que el daño aparece en la región de crecimiento abrupto que tiene su origen en la contribución del segundo centro, es decir del antisitio. En cambio la competición de la conductividad de oscuridad por excitación de electrones desde el  $\text{Fe}^{2+}$  solo es apreciable a intensidades mucho menores donde  $\Delta n_{sat}$  es tan pequeño que no produce distorsión apreciable en los haces luminosos.

Para evaluar la capacidad del modelo y de los parámetros seleccionados para describir también resultados en volumen para cristales de  $\text{LiNbO}_3$  no dopados, hemos comparado sus predicciones con medidas recientes de Kusters y col. [159] de la dependencia del campo espacial de carga con la intensidad. La comparación se muestra en la figura 5.4

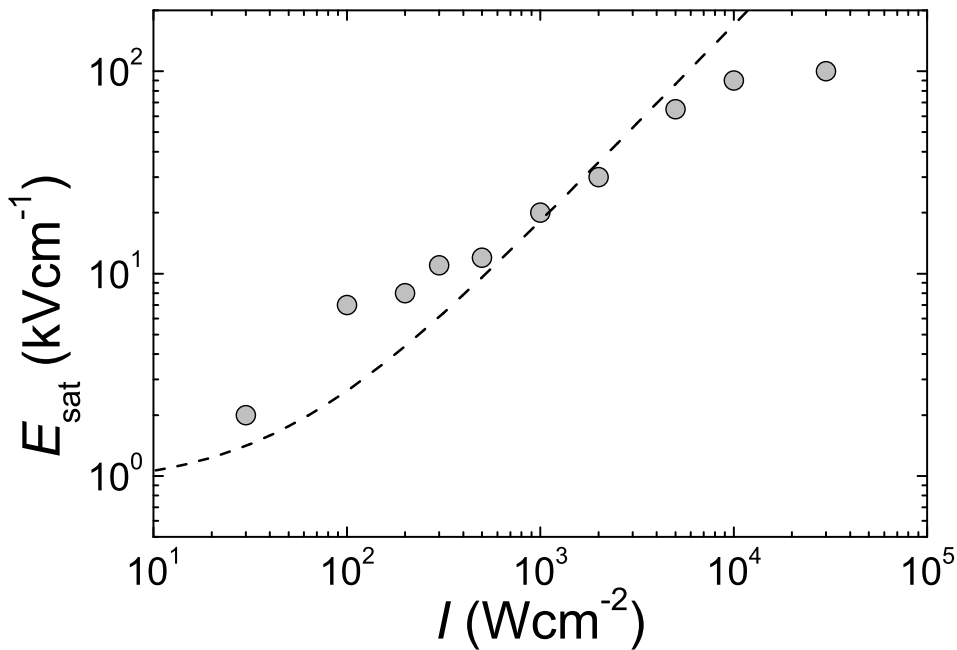


Figura 5.4: Campo espacial  $E_{sat}$  en función de la intensidad  $I$  medido por Kusters y col. [159]. La línea discontinua es la predicción del modelo de dos centros.

Los datos experimentales muestran un crecimiento abrupto de  $E_{sat}$  con  $I$  que comienza a saturar en trono a  $5000 \text{ Wcm}^{-2}$ . El modelo predice bastante bien este crecimiento y el acuerdo es más sorprendente cuando se advierte que en la simulación se han utilizado los parámetros de la tabla 5.1 sin hacer ningún ajuste.

Por otra parte, esta figura es una ilustración de que los parámetros obtenidos para guías alfa reproducen razonablemente datos experimentales de volumen.

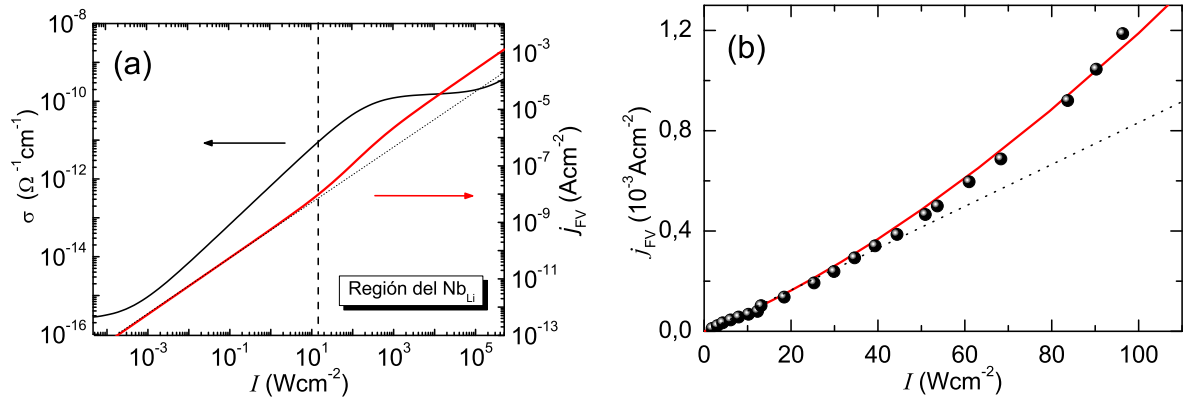


Figura 5.5: a) La conductividad  $\sigma$  (línea negra) y la corriente fotovoltaica  $j_{FV}$  (línea roja) en función de la intensidad obtenida con el modelo de dos centros en escala log-log. La línea discontinua vertical indica donde comienza la región donde es relevante el segundo centro. b) corriente fotovoltaica  $j_{FV}$  en función de  $I$  obtenida por el modelo (línea roja) y comparada con datos experimentales obtenidos por Carnicero y col [75] en escala lineal. La línea discontinua señala la dependencia lineal.

Para entender mejor el origen físico del crecimiento abrupto de  $\Delta n_{sat}$  y  $E_{sat}$  con  $I$ , se va a estudiar por separado el comportamiento de la corriente fotovoltaica y la conductividad, ya que estas determinan el comportamiento del campo a través de la ecuación 5.14.

En la figura 5.5 (a) se presenta la conductividad y la corriente fotovoltaica en función de la intensidad obtenida con el modelo de dos centros. La corriente muestra un comportamiento lineal para  $I < 10 \text{ Wcm}^{-2}$ . A partir  $I \sim 10 \text{ Wcm}^{-2}$  la corriente presenta una tendencia superlineal debido a la contribución del segundo centro. En la figura 5.5 (b) se muestra  $j_{FV}$  en función de  $I$  en escala lineal donde se aprecia mejor la respuesta superlineal. Además, se han añadido datos experimentales obtenidos por Carnicero y col. [75] en guías en fase alfa.

Por otro lado, la conductividad presenta una región plana cuando  $I < 10^{-4} \text{ Wcm}^{-2}$  debida a que la conductividad de oscuridad domina sobre la fotoconductividad, donde  $\sigma_D \sim 2 \times 10^{-16} \text{ } \Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$ , valor similar al obtenido en este trabajo y en [158]. A partir de  $I \sim 10^{-3} \text{ Wcm}^{-2}$ , la conductividad crece continuamente hasta que aparece una saturación a partir de  $I \sim 10^2 \text{ Wcm}^{-2}$ , de nuevo debido a la contribución del segundo centro.

Como se puede apreciar, las magnitudes  $j_{FV}$  y  $\sigma$  cambian su comportamiento debido a la redistribución de carga en favor del segundo centro. El crecimiento superlineal de  $j_{FV}$  y la saturación del  $\sigma$  producen conjuntamente el crecimiento de  $E$  (ecuación 5.14), y en consecuencia, el de  $|\Delta n_{sat}|$ .

En resumen, las magnitudes  $\Delta n$ ,  $E$ ,  $j_{pv}$  y  $\sigma$  presentan un comportamiento no lineal caracterizado por una respuesta abrupta de las variables justo en la zona donde se ha

observado el daño fotorrefractivo. El modelo describe muy bien distintos datos experimentales. Además, estos resultados explican al fenómeno del daño fotorrefractivo como un efecto de la redistribución de cargas que puebla de electrones al segundo centro produciendo un aumento del cambio de índice vía el aumento superlineal de la corriente fotovoltaica y sublineal de la conductividad.

### 5.3.2. Dependencias con la temperatura y los parámetros del material.

En este apartado vamos a describir la influencia de la temperatura y de las características del material ( $[\text{Nb}_{\text{Li}}]$ ,  $[\text{Fe}]$  y estado de reducción  $[\text{Fe}^{2+}]/[\text{Fe}]$ ). Tenemos como objetivo caracterizar su influencia en la aparición del daño y comparar con datos experimentales de otros autores y de este mismo trabajo.

#### Concentración de antisitios.

Esta concentración depende en general de las características de fabricación de los cristales[151], ya que esta está relacionada con el grado de estequiometría del cristal o bien con el dopaje con determinadas impurezas como el Mg o el Zn [157].

En la figura 5.6 se muestra la predicción teórica para el cambio de índice de refracción en función de la intensidad para tres concentraciones de antisitios: la concentración que aparece en cristales congruentes  $[\text{Nb}_{\text{Li}}] \sim 2 \times 10^{26}$  (línea negra continua),  $[\text{Nb}_{\text{Li}}] \sim 2 \times 10^{25}$  (línea roja discontinua) y la concentración típica de los cristales cuasi-equiométricos  $[\text{Nb}_{\text{Li}}] \sim 2 \times 10^{24}$  (línea azul punteada).

La variación de la concentración de antisitios afecta a la curva solo a intensidades moderadas y altas pues para  $I < 1 \text{ Wcm}^{-2}$ , el comportamiento lo determinan las impurezas de Fe cuya concentración no se ha variado en la simulación. El efecto que se observa al disminuir la concentración de antisitios es un corrimiento de la zona de crecimiento abrupto hacia mayores intensidades, es decir, el cristal se hace más resistente al daño al disminuir  $[\text{Nb}_{\text{Li}}]$ . Si se considera el cambio de índice de refracción donde aparece el umbral, es decir  $\sim 2 \times 10^{-4}$  en el cristal congruente de la figura 5.3 y se extrapola a las otras curvas se encuentran que los umbrales escalan de la siguiente forma:  $I_{\text{umbral}} \sim 500 \text{ Wcm}^{-2}$  para  $[\text{Nb}_{\text{Li}}] = 2 \times 10^{26}$ ,  $I_{\text{umbral}} \sim 5000 \text{ Wcm}^{-2}$  para  $[\text{Nb}_{\text{Li}}] = 2 \times 10^{25}$  y  $I_{\text{umbral}} \sim 70000 \text{ Wcm}^{-2}$  para  $[\text{Nb}_{\text{Li}}] = 2 \times 10^{24}$ , siendo el umbral del cristal más estequiométrico 2 ordenes de magnitud más alto que el umbral en el congruente.

Este resultado muestra un buen acuerdo cualitativo entre el modelo y los experimentos tanto propios (sección 4.3.1, Fig. 4.3) como de otros autores [124, 125] donde se observa una

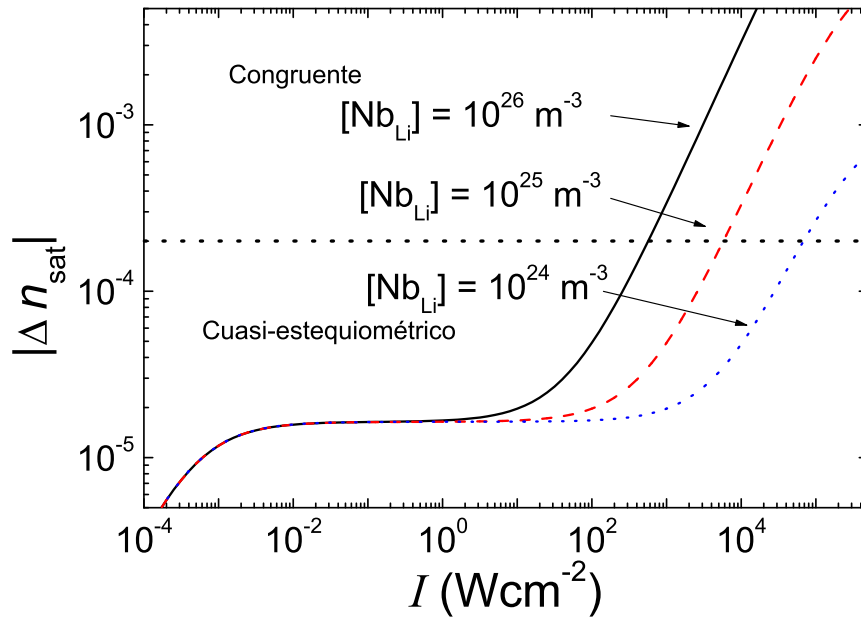


Figura 5.6: Cambio de índice de refracción  $|\Delta n_{sat}|$  calculado por el modelo en función de la intensidad  $I$  para distintas concentraciones de antisitos:  $[Nb_{Li}] = 2 \times 10^{26}$  correspondiente al cristal congruente (línea negra continua),  $[Nb_{Li}] = 2 \times 10^{25}$  (línea roja discontinua) y  $[Nb_{Li}] = 2 \times 10^{24}$  (línea azul punteada). La línea de puntos horizontal indica el valor umbral de  $|\Delta n_{sat}|$  en los experimentos.

reducción muy significativa del daño al dopar con Mg el cristal o aumentar la estequiometría del sustrato.

### Influencia de la temperatura.

La temperatura es una variable muy fácil de controlar en los experimentos y cuyo aumento se ha usado frecuentemente para disminuir el daño. De echo los datos experimentales de la sección 4.3.2 mostraban un claro aumento del umbral de daño al elevar la temperatura.

En la figura 5.7 se muestra las predicciones del modelo para distintas temperaturas. El rango de temperaturas va desde  $T = 290$  K hasta  $T = 390$  K en pasos de  $\Delta T = 25$  K.

Se observa con claridad que el aumento de la temperatura desplaza la curva de daño a intensidades más altas, es decir, aumenta la resistencia al daño como se esperaba. El aumento de 100 grados produce un aumento  $\times 100$  del umbral de daño. A  $T = 390$  K (117 °C) el umbral sería  $\sim 7 \times 10^4$  Wcm $^{-2}$ , valor similar al determinado para los cristales dopados con Mg. De nuevo este resultado concuerda muy bien con los datos de la literatura en que se obtiene un aumento muy significativo en la intensidad umbral de daño en volumen [116] y en guías [129]. En particular si comparamos con nuestros datos para guías en fase alfa (sección 4.3.2, fig. 4.4) el aumento

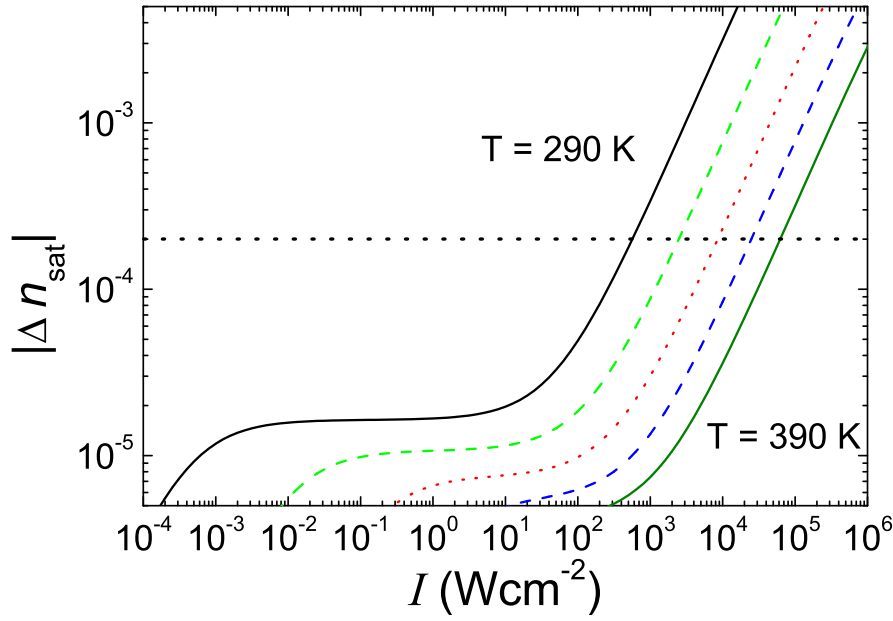


Figura 5.7: Cambio de índice de refracción de saturación  $|\Delta n_{sat}|$  en función de la intensidad  $I$  calculado con el modelo para distintas temperaturas que varían entre  $T = 290$  K (17 °C) hasta  $T = 390$  K (117 °C) en pasos de  $\Delta T = 25$  K. La línea de puntos horizontal indica el valor umbral de  $|\Delta n_{sat}|$  en los experimentos.

del umbral aun es mayor que el predicho por el modelo. Sin embargo, esto se explica muy bien teniendo en cuenta la discusión realizada en la sección 4.3.2. A partir de  $\sim 40$  °C aparece un movimiento de protones que contribuyen a reducir el efecto fotorrefractivo, pero en nuestro modelo no se ha tenido en cuenta esta contribución. Por otro lado, la variación del umbral para temperaturas menores que 40 °C si concuerda muy bien con la predicha teóricamente.

Por otra parte, en la figura 5.7 se observa también que el aumento de la temperatura produce una reducción considerable del valor del cambio de índice en la zona de baja intensidad, es decir, cuando solo interviene el hierro. Esto indica que el aumento de  $T$  es desfavorable si se usa para disminuir el daño en dispositivos holográficos.

### Concentración del hierro y el estado de reducción.

Es bien conocido que el aumento de la concentración de hierro produce el consiguiente aumento de la eficiencia fotorrefractiva [63]. En este apartado veremos como afecta esta concentración así como el estado de reducción de la impureza a las predicciones del modelo.

En la figura 5.8 se muestra el cambio de índice de refracción en función de la intensidad para distintas concentraciones de hierro:  $[\text{Fe}] = 2 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$  (negro),  $[\text{Fe}] = 2 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$  (rojo) y  $[\text{Fe}] = 2 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$  (azul); y para distintos estados de reducción del hierro ( $r = [\text{Fe}^{2+}]/[\text{Fe}]$ ):  $r$



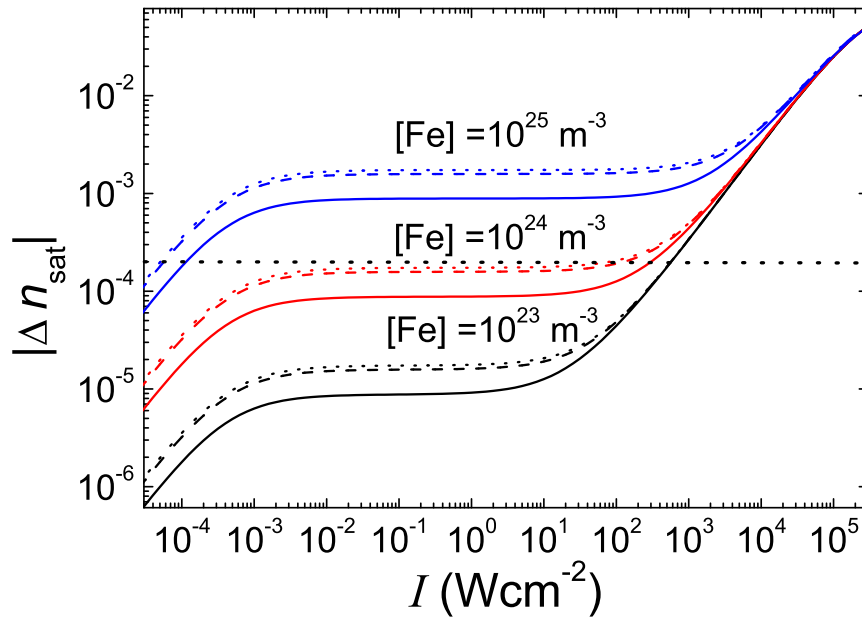


Figura 5.8: Cambio de índice de refracción en función de la intensidad para distintas concentraciones de hierro:  $[Fe] = 2 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$  (negro),  $[Fe] = 2 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$  (rojo) y  $[Fe] = 2 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$  (azul); y para distintos grados de reducción:  $r = 0.01$  (líneas punteadas),  $r = 0.1$  (líneas a trozos) y  $r = 0.5$  (líneas continuas). La línea de puntos horizontal indica el valor umbral de  $|\Delta n_{sat}|$  en los experimentos.

= 0.01 (líneas de puntos),  $r = 0.1$  (líneas discontinuas) y  $r = 0.5$  (líneas continuas). El aumento de la concentración de hierro en un orden de magnitud produce, aproximadamente un aumento del índice de refracción en un orden de magnitud, en la zona donde de bajas intensidades ( $I < 10 \text{ Wcm}^{-2}$ ) donde predomina el comportamiento de un solo centro. A altas intensidades donde aparece el comportamiento del segundo centro se observa que las curvas presentan la misma pendiente, aunque la intensidad donde aparece el segundo centro se desplaza hacia la derecha debido a que es la forma natural de conectar el nuevo cambio de índice con el crecimiento del segundo centro.

A su vez, la reducción del material tiene poco efecto cuando  $r < 0.1$ . Para mayores valores de  $r$  se reduce el valor del cambio de índice de refracción, por ejemplo a  $r = 0.5$  el cambio de índice de refracción se reduce a aproximadamente la mitad.

La extracción de conclusiones respecto al umbral de daño es aquí más delicada. Para casos en que la zona plana de índice está por debajo del valor umbral de índice  $2 \times 10^{-4}$ , la intensidad umbral crecería discretamente con la concentración de Fe. Sin embargo, por encima de cierta concentración de Fe,  $|\Delta n_{sat}|$  en la zona plana es superior al valor umbral de  $2 \times 10^{-4}$  y debería haber daño, es decir, desfocalización apreciable de los haces desde intensidades muy bajas aunque al ser  $|\Delta n_{sat}|$  plano haría mucho menos inestables los experimentos.

### 5.3.3. Propagación de un haz en una guía de onda fotorrefractiva.

En las secciones anteriores se ha considerado una iluminación homogénea en lugar de un perfil luminoso inhomogéneo de manera que estos resultados no describen aun en detalle la evolución del haz luminoso. En esta sección se va a considerar el perfil de iluminación inhomogéneo propagándose dentro de la guía de onda. Para tener un acercamiento progresivo que facilitara la comprensión del problema hemos dividido el estudio en dos partes, primero hemos realizado una aproximación donde se considerará la luz viajando por un medio cuyo perfil de índice constante a lo largo de la propagación (aproximación Raman-Nath). En segundo lugar, haremos un cálculo más realista en que se considerarán los efectos de autodifracción del haz que, de hecho, modifican el perfil de intensidad transversal a lo largo de la propagación. En ambos casos se considerará una guía de onda planar.

#### Aproximación Raman-Nath: estimación de la modificación del perfil transversal del haz.

Consideremos un haz gaussiano que incide según el eje  $y$  en una guía planar y se propaga una longitud  $L$  en la misma. Su perfil de intensidad  $I(x)$  y de campo  $E(x)$  en el eje  $x$  transversal a la propagación será para  $y = 0$ :

$$I(x) = I_{max} e^{-\frac{2x^2}{w_0}} \quad y \quad E(x) = E_0 e^{-\frac{x^2}{w_0}} \quad (5.16)$$

Donde  $w_0$  es la anchura del haz y  $I_{max}$  el valor máximo de intensidad de la gaussiana. Es importante señalar que de ahora en adelante cuando nos referimos a la intensidad  $I = I_{max}/2$ , nos referimos a la intensidad promedio de la gaussiana para ser consistentes con la intensidad experimental.

Por efecto fotorrefractivo el haz genera un perfil transversal del índice que supondremos constante a lo largo de  $y$ . En la aproximación Raman-Nath valida estrictamente para láminas muy delgadas pero que utilizamos aquí por simplicidad, la no linealidad de la guía solo modifica la fase del haz introduciendo un desfase adicional

$$\Delta\phi(x) = \frac{2\pi n_e}{\lambda} L \Delta n_{sat}(I(x)) \quad (5.17)$$

Donde  $n_e$  es el índice de refracción del cristal y  $\Delta n_{sat}(I(x))$  es el perfil de índice de refracción que se obtiene para el perfil gaussiano de intensidad usando las expresiones 5.13 a 5.15.

Para comparar con los perfiles experimentales de la figura 4.10 del capítulo 4 debemos calcular la distribución espacial de la luz en el perfilómetro, es decir, en condiciones de campo

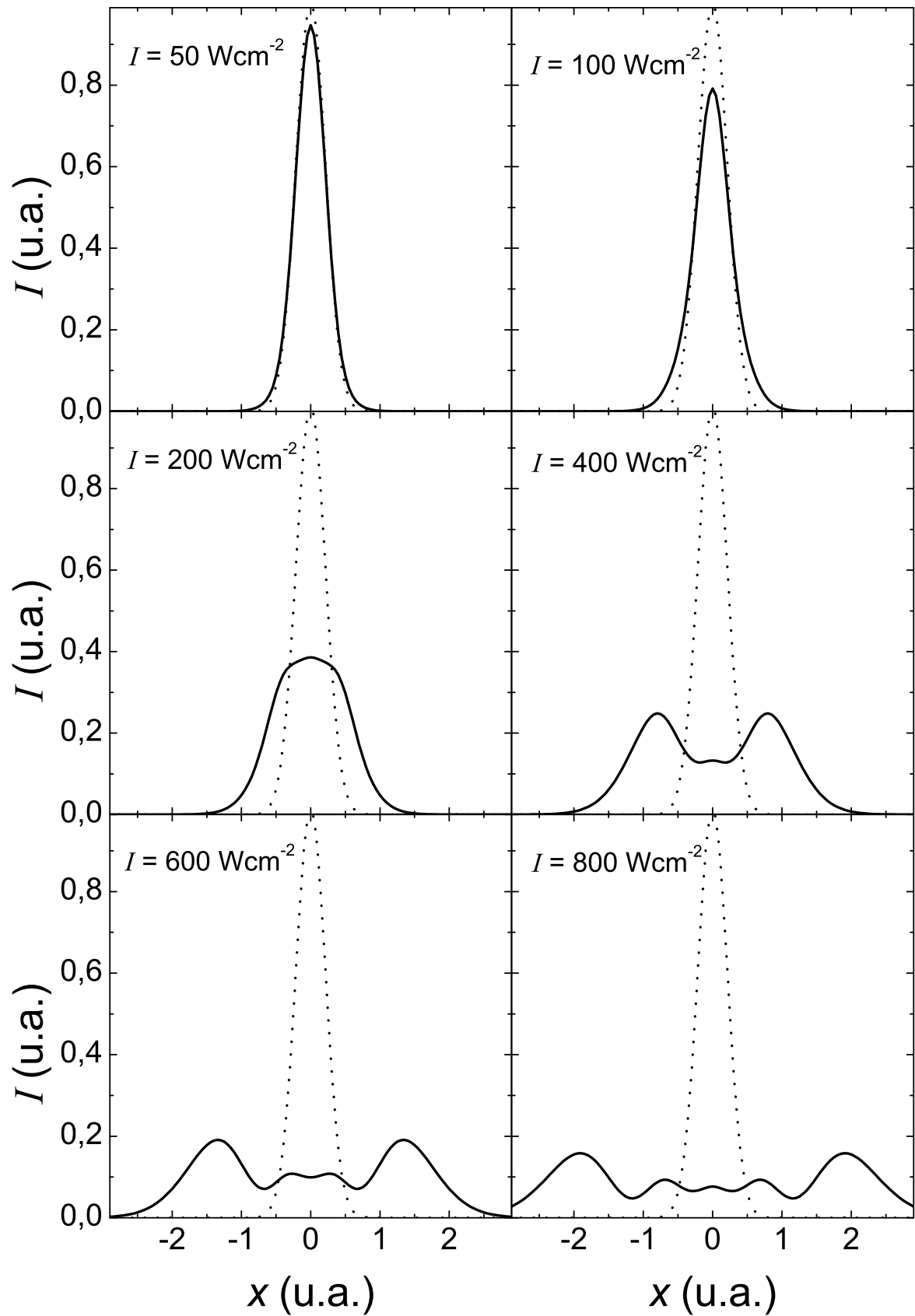


Figura 5.9: Comparación del perfil de luz saliente de la guía en campo lejano cuando se considera el efecto del modelo de dos centros (líneas continuas) frente al caso de propagación lineal (líneas de puntos) para distintas intensidades ( $\text{Wcm}^{-2}$ ).

lejano (aproximación de Fraunhofer). Esto exige realizar la transformada de Fourier del campo eléctrico de la luz justo después de atravesar la guía [160]. Dicho campo eléctrico en el espacio de  $k_x$  esta dado por la expresión:

$$E(k_x) = E_0 \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-\frac{x^2}{w_0^2}\right] \times \exp\left[ik_x x' + i\frac{2\pi n_e}{\lambda} L \Delta n_{sat}(x)\right] dx' \quad (5.18)$$

Nótese que estamos asumiendo una respuesta local del cambio de índice a la intensidad luminosa que es una aproximación aceptable por ser el mecanismo de difusión despreciable frente al efecto fotovoltaico. Además, consideramos que puede aplicarse con más fiabilidad a guías en corte  $z$  pues en el corte  $x$  aparecen fenómenos de amplificación de ruido óptico por redes que no están considerados en la aproximación de un haz y se trataran en el apartado 5.4.

Para obtener el campo en el espacio real se hace la transformación  $k_x = k \sin\theta \approx 2\pi x/\lambda R$  siendo  $R$  la distancia a la pantalla donde se observa el resultado del daño.

En la figura 5.9 se representa el perfil de intensidad obtenido en la simulación cuando un haz gaussiano en una dimensión (guía de onda) ha atravesado una guía de 1 mm de espesor cuyo perfil de índice esta determinado por el modelo de dos centros (líneas continuas) comparándolo con el caso de propagación lineal, es decir, cuando no hay modificación del índice de refracción por el haz (líneas de puntos). Este calculo se ha realizado considerando los parámetros de la tabla 5.1, para un substrato congruente a temperatura ambiente.

Como se puede apreciar en la figura 5.9, el efecto producido en el haz saliente es similar al observado experimentalmente. El haz presenta un ensanchamiento y luego aparece una estructura en el perfil. El perfil se ramifica generándose varios picos cuyo número crece con la intensidad, reproduciendo así de manera cualitativa los filamentos observados en la figura 4.9. Nótese que obviamente en el caso lineal ya ha habido un efecto de difracción que da a lugar a un ensanchamiento.

En conclusión, las simulaciones realizadas nos permiten concluir que la modificación en el perfil por el efecto fotorrefractivo, único efecto tenido en cuenta por la aproximación Raman-Nath, es el origen de la filamentación del haz observada en el experimento.

Por otro lado, la posibilidad de obtener el perfil de salida en función de la intensidad permite simular la potencia luminosa que atraviesa el iris en un experimento hipotético de caracterización del daño análogo a los experimentos explicados en la sección 4.2. A partir de dichos perfiles se ha simulado la curva de daño característica mostrada en la figura 5.10. De nuevo, el comportamiento mostrado por la simulación del modelo representa cualitativamente a los experimentos mostrados en la figura 4.8. Es interesante notar que incluso el comportamiento pseudoperiodico mostrado en la figura 4.8 es reproducido por la simulación. Claramente la

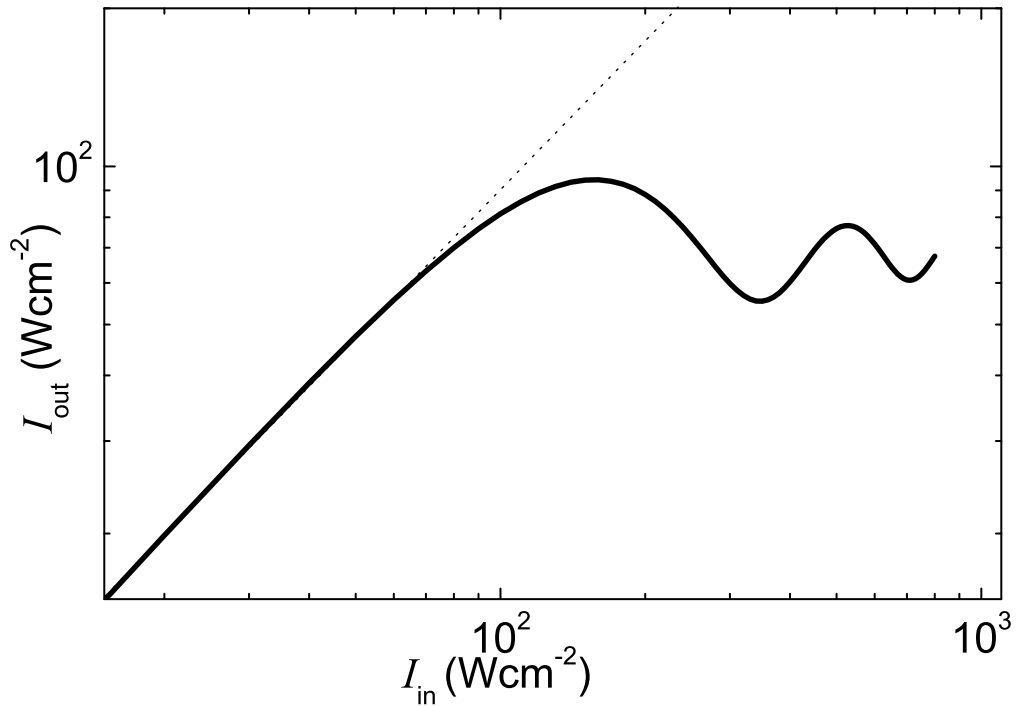


Figura 5.10: Curva característica de daño obtenida a través de la aproximación de Fraunhofer del modelo de dos centros (caso congruente, temperatura ambiente y parámetros tabla 5.1).

simulación explica este comportamiento como la aparición y desaparición de los filamentos en el centro del haz.

A pesar de que la aproximación realizada describe cualitativamente las tendencias observadas, la aproximación de Raman-Nath es demasiado drástica y no tiene en cuenta la variación del perfil de intensidad del haz a lo largo de la propagación debida a la autodifracción. De echo cuando comparamos cuantitativamente sus predicciones vemos por ejemplo que el umbral de daño aparece a intensidades inferiores a las experimentales ( $I_{umbral} \approx 70 \text{ Wcm}^{-2}$ ). Nótese que en esta aproximación el umbral es 4 veces más bajo que el experimental, para una propagación 4 veces más corta que la real. En realidad nuestra aproximación sobreestima las variaciones de fase producidas en la propagación. En el apartado siguiente abordaremos la simulación de la propagación del haz de manera más realista.

### **Simulación por el método de propagación del haz (BPM).**

Para estudiar el fenómeno del daño con más precisión es necesario tomar en cuenta que en realidad mientras la luz se propaga dentro de la guía induce un cambio de índice de refracción que a su vez modifica el perfil de luz mientras este se propaga. Por consiguiente tanto el perfil de luz como el perfil de índice de refracción sufrirán modificaciones considerables mientras el

haz se propaga.

Para describir con rigurosidad este proceso, se ha realizado una simulación basada en los métodos numéricos conocidos como *Beam Propagation Method* (BPM) [161] o Método de Propagación de Haz, en colaboración con J. Ramiro-Díaz y A. Alcázar de la Universidad Politécnica de Madrid [162].

Se utiliza un método de propagación de haz por diferencias finitas basado en el procedimiento propuesto por G. lifante [161]. Esta técnica toma la ecuación de onda escalar de Helmholtz en derivadas parciales y la desarrolla en su análoga en diferencias finitas. La ecuación de Helmholtz para el caso particular de ondas con polarización TE que se propagan en la dirección  $y$  en una guía corte  $z$ , es:

$$2ik_0 \frac{\partial E_x}{\partial y} = \frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} + k_0^2 [n^2(x, z) - n_0^2] E_x \quad (5.19)$$

Para obtener la ecuación en diferencias finitas se utiliza la aproximación de Crank-Nicolson [163] (ecuación 5.20) que tiene en cuenta una combinación lineal de las aproximaciones en diferencias finitas conocidas como *forward* y *backward*. En esta aproximación el campo en la casilla discreta  $i$  de la próxima lamina ( $E_i(y + \Delta y)$ ) es calculado tomando en cuenta todos las casillas de alrededor cuyos campos son  $E_{i-1}(y)$ ,  $E_i(y)$ ,  $E_{i+1}(y)$ ,  $E_{i-1}(y + \Delta y)$  y  $E_{i+1}(y + \Delta y)$ , y tomando en cuenta los índices de refracción  $n_i(y)$  y  $n_i(y + \Delta y)$  como se muestra a continuación:

$$2ik_0 \frac{E_i(y + \Delta y) - E_i(y)}{\Delta y} = \alpha \frac{E_{i-1}(y + \Delta y) - 2E_i(y + \Delta y) + E_{i+1}(y + \Delta y)}{\Delta z^2} + (1 - \alpha) \frac{E_{i-1}(y) - 2E_i(y) + E_{i+1}(y)}{\Delta z^2} + \alpha k_0^2 [n_i^2(y + \Delta y) - n_0^2] E_i(y + \Delta y) + (1 - \alpha) k_0^2 [n_i^2(y) - n_0^2] E_i(y) \quad (5.20)$$

Básicamente la simulación funciona de la siguiente manera [164]: comienza con las funciones  $E(y)$  y  $n(y)$ , donde  $E(y)$  es el campo del perfil de luz y  $n(y)$  el perfil de índice de refracción. Entonces se calcula  $n(y + \Delta y)$  con la curva de  $n(I)$  del modelo (Fig. 5.3). Para calcular el campo en el paso siguiente  $E(y + \Delta y)$  se crea un sistema de  $l$  ecuaciones acopladas para cada  $E_i$ , donde  $l$  es el número de celdas por cada paso  $\Delta y$ . El sistema de ecuaciones se resuelve por un método estándar (el método de eliminación de Gauss). De esta forma se genera el nuevo perfil  $E(y + \Delta n)$  y se procede de nuevo desde el primer paso pero con los nuevos valores obtenidos.

El esquema de aproximación de Crank-Nicolson que hemos utilizado es muy conveniente debido a que es un método de segundo orden incondicionalmente estable. Además, este método

permite simular una propagación de un largo considerable debido a la estabilidad del cálculo.

#### Autodesenfoco y otros efectos no lineales.

Con el fin de estudiar rigurosamente la propagación de un haz gaussiano en la guía, se han realizado simulaciones BPM bajo el modelo de dos centros.

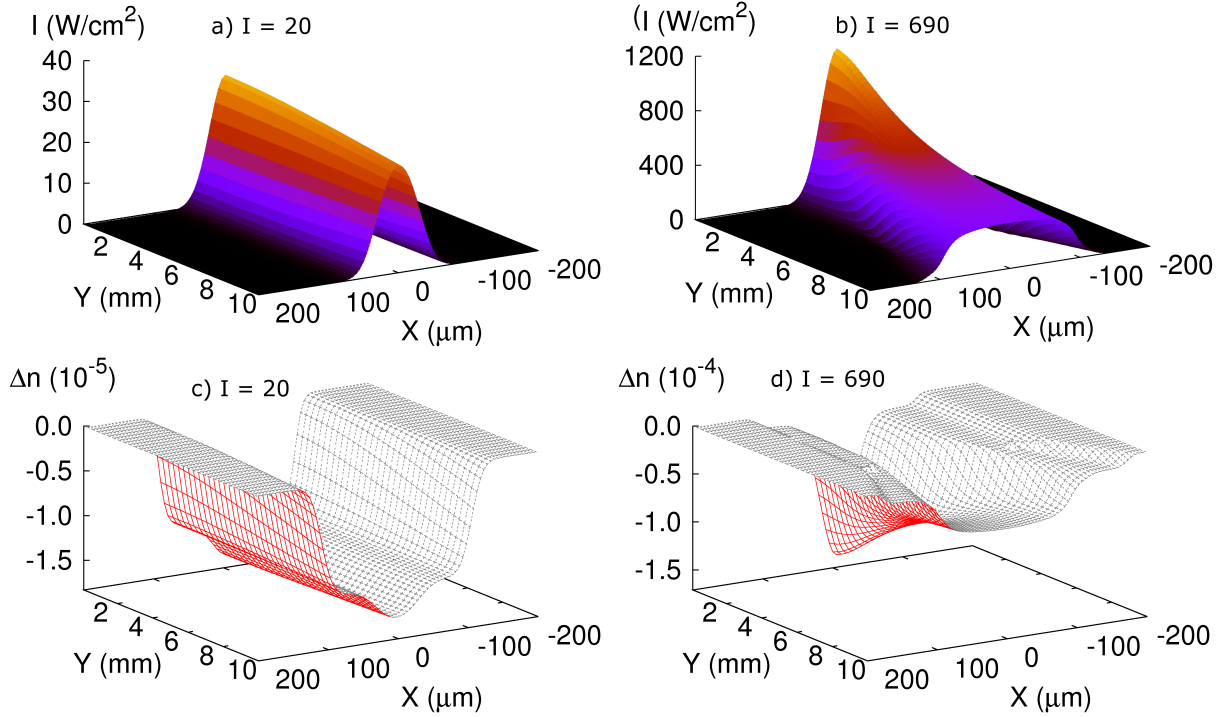


Figura 5.11: Perfil de intensidad  $I(x)$  (a y b) y cambio de índice de refracción  $\Delta n_{sat}$  (c y d) a lo largo de la dirección de propagación y obtenidas de la simulación BPM, para dos intensidades  $20 \text{ Wcm}^{-2}$  (a y c) y  $690 \text{ Wcm}^{-2}$  (b y d). El cálculo se ha realizado con los parámetros de la tabla 5.1 para un haz gaussiano de anchura  $w = 45 \mu\text{m}$  y con una longitud de propagación de 10 mm.

En la figura 5.11 se muestra la intensidad espacial  $I(x)$  y el cambio de índice de refracción  $\Delta n(x)$  a lo largo de la dirección de propagación y en la guía para dos intensidades diferentes  $I = 20 \text{ Wcm}^{-2}$  y  $I = 690 \text{ Wcm}^{-2}$ . En esta figura la propagación solo se presenta dentro del cristal. El cambio de índice se calcula en cada lamina de y fija con la curva  $\Delta n(I)$  que predice el modelo de dos centros, teniendo en cuenta los parámetros de la tabla 5.1. La simulación considera un haz gaussiano de anchura  $w = 45 \mu\text{m}$ ,  $\lambda = 532 \text{ nm}$  y una longitud de propagación de 10 mm.

A bajas intensidades ( $I = 20 \text{ Wcm}^{-2}$ ) tanto  $I(x)$  y como  $\Delta n(x)$  no sufren una modificación significativa mientras el haz se propaga. En el caso del perfil de intensidad se observa una disminución de la intensidad de pico debida a la difracción lineal del haz, pero no se observa una modificación en su forma. Por otro lado se observa un cambio de índice de refracción que

prácticamente es constante en la zona que se propaga el haz. En el centro del perfil de  $\Delta n(x)$  aparece una pequeña protuberancia debida a que en esa zona la intensidad es suficiente para activar ligeramente al segundo centro. Sin embargo, como se puede apreciar en la figura 5.11 (c) el valor del cambio de índice de refracción es tan pequeño  $\sim 1.5 \times 10^{-5}$  que no se producen efectos apreciables en la propagación.

A altas intensidades ( $I = 690 \text{ Wcm}^{-2}$ ) la situación es muy diferente. Tanto  $I(x)$  como  $\Delta n(x)$  sufren caídas importantes mientras el haz se propaga a través del cristal. La reducción en ambos casos es de  $\sim 70 \%$  debido a que en ambos casos los perfiles se abren significativamente. El haz sufre una clara autodesfocalización. Esta fuerte modificación se debe, como se puede observar en la figura 5.11 (d), al relativamente alto cambio de índice de refracción  $\Delta n = 1.5 \times 10^{-4}$  en los primeros mm de propagación. Este valor desciende rápidamente mientras el haz se propaga, pero incluso a 10 mm aun mantiene un valor de  $5 \times 10^{-5}$ . Además, el perfil de índice tiene una estructura con mínimos secundarios aunque no muy pronunciados.

Para todas las intensidades simuladas entre 10 y  $2000 \text{ Wcm}^{-2}$  el efecto de autodifracción esta presente siendo significativo a partir de los  $200 \text{ Wcm}^{-2}$ . Sin embargo, no se observo ningún efecto de filamentación en el perfil como esperábamos inicialmente teniendo en cuenta los experimentos de la sección 4.4. La aparición de estructura en el perfil de intensidad se origina durante la propagación en el aire demostrará al simular en detalle experimento realizado.

Para describir con más exactitud los experimentos se ha considerado todo el recorrido que realiza un haz gaussiano. Este se propaga por una longitud  $L_c = 4 \text{ mm}$  de guía de niobato de litio (propagación no lineal), luego el haz se propaga por  $L_r = 3.5 \text{ mm}$  de prisma (Rutilo) y por  $L_a = 80 \text{ mm}$  del aire (propagación lineal).

En primer lugar, en la figura 5.12 se muestra los *spots* simulados que detectaría el perfilometro para varias intensidades. Se observa el comportamiento encontrado en los experimentos de la sección 4.4: a bajas intensidades se observa un autodifracción del haz y a mayores intensidades aparece la filamentación donde el número de filamentos depende de la intensidad.

En la figura 5.13 se muestra en detalle la comparación de la simulación y los datos obtenidos en los experimentos para 4 intensidades específicas. En la figura 5.13 (a) se muestran los spots experimentales, en 5.13 (b) los spots obtenidos con la simulación y en 5.13 (c) se comparan los perfiles experimentales (línea roja continua) con los perfiles de las simulaciones (línea a trozos).

A intensidades menores al umbral (*e.g.*  $I = 20 \text{ Wcm}^{-2}$ ) los perfiles son prácticamente idénticos. A intensidades algo mayores que el umbral (*e.g.*  $I = 250 \text{ Wcm}^{-2}$ ) aparece el autodesenfoco del haz. En ambos casos el acuerdo entre la simulación y el experimento excelente, ya que el haz presenta una deformación de forma triangular que ajusta muy bien al resultado experimental a pesar de que este presenta deformaciones debidas al ruido del



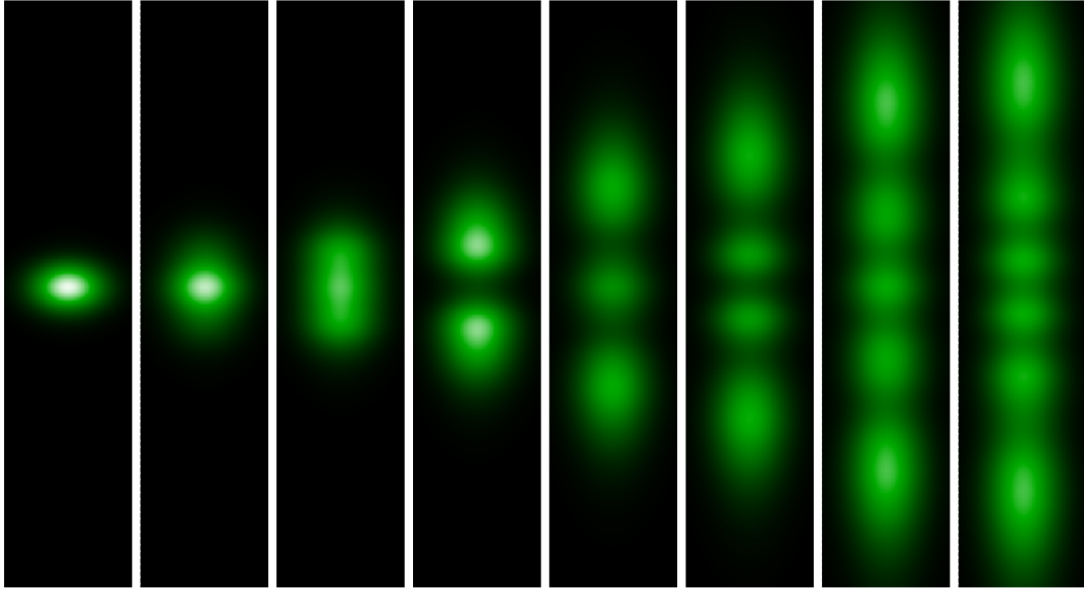


Figura 5.12: Spots proyectados en una pantalla simulados por el BPM para la situación de propagación que considera 4 mm de guía de onda en niobato de litio, 3.5 mm en el prisma de rutilo y 80 mm en el aire.

experimento.

A mayores intensidades ( $I = 690 \text{ Wcm}^{-2}$  y  $I = 1350 \text{ Wcm}^{-2}$ ) se observa la filamentación tanto en el experimento como en la simulación, coincidiendo en el número de filamentos a las mismas intensidades.

Como se ha podido observar, la simulación BPM basada en el modelo de dos centros reproduce muy bien los datos experimentales en un buen rango de intensidades, incluyendo la dinámica de filamentación. Es importante hacer hincapié en que en estas simulaciones se ha tomando en cuenta un cambio de índice de refracción local, y que esto ha sido suficiente para describir los datos experimentales del corte  $z$ . Además como se ha comentado previamente en la sección 4.4, el comportamiento del corte  $x$  es bastante similar al observado en el corte  $z$  a intensidades bajas-medias. Esto sugiere que la expresión del cambio de índice en función de  $I$  puede ser aplicada también para describir el comportamiento cualitativo de las guías corte  $x$  en el rango bajo-medio de intensidades. Para entender los resultados del corte  $x$  a más alta intensidad sería necesario incluir otros efectos en la simulación que discutiremos en la sección siguiente.

En resumen, en este apartado, se ha simulado la propagación de una perfil de luz en una guía de onda donde se ha utilizado los cálculos del modelo de dos centros para determinar la interacción entre la luz y la guía mientras el haz se propaga. Claramente los resultados de estas simulaciones describen muy bien los resultados experimentales. Básicamente lo que sucede es que la luz produce un perfil de cambio de índice de refracción que crece a valores significativos

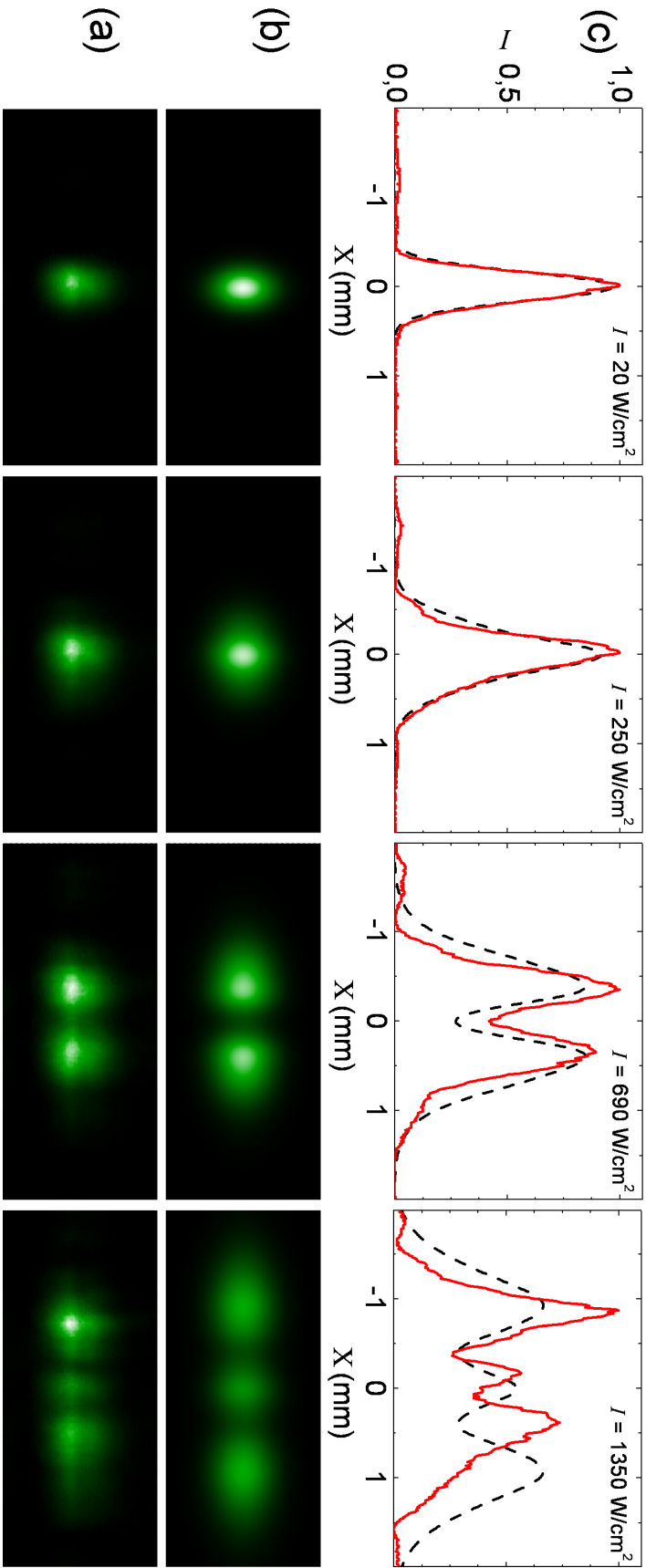


Figura 5.13: Sección transversal del haz en la pantalla medido con un perfilometro (a) y obtenido por la simulación BPM del modelo (b) a las intensidades  $I = 20, 250, 690$  y  $1350 \text{ W/cm}^2$ . (c) Comparación entre el perfil medido (línea continua roja) y el simulado (línea discontinua negra) que corresponden a los *spots* de (a) y (b) respectivamente para las intensidades  $I = 20, 250, 690$  y  $1350 \text{ W/cm}^2$  (de izquierda a derecha).

cuando el segundo centro se puebla, generando una fuerte autodifracción del haz. A mayores intensidades el perfil de índice produce una alteración del haz tal que la propagación lineal genera una estructuración del haz en el campo lejano. Finalmente, merece la pena resaltar que el buen acuerdo entre teoría y experimento se una confirmación de la capacidad del modelo de dos centros para describir el daño fotorrefractivo en  $\text{LiNbO}_3$ .

## 5.4. Resultados para la interferencia de haces.

Como ha podido apreciarse en las secciones anteriores, el modelo propuesto explica muy bien el comportamiento del daño óptico fotorrefractivo para la iluminación proveniente de un solo haz en un rango de intensidades significativo. Sin embargo, no explica el comportamiento caótico que ha sido observado en guías en corte  $x$  (sección 4.4.3 y [141]) y en volumen [116] a alta intensidad. Además, para explicar los resultados del capítulo de grabado de redes habría que considerar una iluminación sinusoidal. En realidad ambos fenómenos están relacionados ya que el comportamiento caótico aparece espontáneamente a altas intensidades debido a la amplificación de ruido óptico a través de redes holográficas que se generan por interferencia con el haz principal. A continuación se intentara incluir estos efectos con el fin de completar la descripción del daño fotorrefractivo de parte del modelo de dos centros.

### 5.4.1. Solución del sistema de ecuaciones para iluminación sinusoidal.

La nueva situación se puede describir en su forma más simplificada como la interferencia de dos haces de luz. En este caso se considera que los haces producen una interferencia luminosa de periodicidad  $\vec{K}$  cuyo vector de red se encuentra en la dirección  $z$ . Recordemos que en corte  $x$  el eje  $z$  está contenido en el plano de la guía. Para resolver el sistema de ecuaciones diferenciales 5.1-5.4 bajo las nuevas condiciones se desarrolla un método perturbativo y se consideran las contribuciones de orden cero y de primer orden. Las soluciones se pueden expresar como una parte constante y una parte oscilatoria con respecto a la coordenada espacial que sigue la modulación de la red de luz:

$$n(z, t) = n_0(t) + n_k e^{-ikz} \quad (5.21)$$

$$N_1(z, t) = N_{1k}(t) + n_k e^{-ikz} \quad (5.22)$$

$$N_2(z, t) = N_{2k}(t) + n_k e^{-ikz} \quad (5.23)$$

$$E(z, t) = E_0(t) + E_k(t) e^{-ikz} \quad (5.24)$$

$$I(z, t) = I_0(1 + m e^{-ikz}) \quad (5.25)$$

Donde  $e^{-ikz}$  expresa la parte oscilatoria de las soluciones. Supondremos que la parte oscilatoria tiene una amplitud mucho menor que los términos constantes que fueron determinados por las ecuaciones 5.1-5.4 resueltas en el apartado 5.2.3. Sustituyendo las soluciones 5.21-5.25 en el sistema de ecuaciones 5.1-5.4 se obtienen el sistema de ecuaciones siguiente:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_k}{\partial t} = & (S_1 I_0 + S_{t1})N_{1k} + (S_2 I_0 + S_{t2})N_{2k} + S_1 m I_0 N_{10} + S_2 m I_0 N_{20} \\ & - S_r n_k (N_{D1} - N_{10} + N_{D2} - N_{20}) + k^2 D n_k - ik\mu(n_0 E_k + n_k E_0) \\ & - ikI_0(L_1 S_1 N_{1k} + L_2 S_2 N_{2k} + mL_1 S_1 N_{10} + mL_2 S_2 N_{20}) \end{aligned} \quad (5.26)$$

$$-\frac{\partial N_{1k}}{\partial t} = S_1 m I_0 N_{10} + (S_1 I_0 + S_{t1} + S_r n_0)N_{1k} - S_r n_k (N_{D1} - N_{10}) \quad (5.27)$$

$$-\frac{\partial N_{2k}}{\partial t} = S_2 m I_0 N_{20} + (S_2 I_0 + S_{t2} + S_r n_0)N_{2k} - S_r n_k (N_{D2} - N_{20}) \quad (5.28)$$

$$j_k(t) = eI_0(L_1 S_1 N_{1k} + L_2 S_2 N_{2k}) + emI_0(L_1 S_1 N_{10} + L_2 S_2 N_{20}) + e\mu(n_0 E_k + n_k E_0) + ikeDn_k \quad (5.29)$$

Para mayor simplicidad se puede escribir el problema de forma matricial de la siguiente manera:

$$\frac{\partial \bar{N}_k}{\partial t} = M_{3 \times 3} \bar{N}_k + \bar{F} \quad (5.30)$$

Donde  $\bar{N}_k = (N_{1k}, N_{2k}, n_k)$  y los términos tanto de  $M_{3 \times 3}$  y  $\bar{F}$  son:

$$M_{11} = -(S_1 I_0 + S_{t1} + S_r n_0) \quad (5.31)$$

$$M_{12} = M_{21} = 0 \quad (5.32)$$

$$M_{13} = S_r (N_{D1} - N_{10}) \quad (5.33)$$

$$M_{22} = -(S_2 I_0 + S_{t2} + S_r n_0) \quad (5.34)$$

$$M_{23} = S_r (N_{D2} - N_{20}) \quad (5.35)$$

$$M_{31} = S_1 I_0 + S_{t1} - ikI_0 L_1 S_1 \quad (5.36)$$

$$M_{32} = S_2 I_0 + S_{t2} - ikI_0 L_2 S_2 \quad (5.37)$$

$$M_{33} = S_r (N_{D1} - N_{10} + N_{D2} - N_{20}) + k^2 D - ik\mu E_0 \quad (5.38)$$

$$F_1 = -S_1 m I_0 N_{10} \quad (5.39)$$

$$F_2 = -S_2 m I_0 N_{20} \quad (5.40)$$

$$F_3 = S_1 m I_0 N_{10} + S_2 m I_0 N_{20} - ik\mu n_0 E_k - ikI_0 m (L_1 S_1 N_{10} + L_2 S_2 N_{20}) \quad (5.41)$$

En este sistema también es válida la aproximación adiabática utilizada en la solución de orden cero, donde  $\frac{\partial n_k}{\partial t} = 0$ . Entonces la concentración de cargas en primer orden se puede escribir

como:

$$n_k = -\frac{M_{31}}{M_{33}}N_{1k} - \frac{M_{32}}{M_{33}}N_{2k} + \frac{F_3}{M_{33}} \quad (5.42)$$

Sustituyendo 5.42 en 5.30 se obtiene:

$$\frac{\partial \bar{N}_k}{\partial t} = m_{2 \times 2} \bar{N}_k + \bar{G} \quad (5.43)$$

Donde los términos son:

$$m_{11} = M_{11} - M_{13} \frac{M_{31}}{M_{33}} \quad m_{12} = -M_{13} \frac{M_{32}}{M_{33}} \quad (5.44)$$

$$m_{21} = -M_{23} \frac{M_{31}}{M_{33}} \quad m_{22} = M_{22} - M_{23} \frac{M_{32}}{M_{33}} \quad (5.45)$$

$$f_1 = M_{13} \frac{F_3}{M_{33}} + F_1 \quad f_2 = M_{23} \frac{F_3}{M_{33}} + F_2 \quad (5.46)$$

Los autovalores de la ecuación 5.43 son:

$$\lambda_{\pm} = \frac{1}{2} \left( m_{11} + m_{22} \mp \sqrt{m_{11}^2 + 4m_{12}m_{21} - 2m_{11}m_{22} + m_{22}^2} \right) \quad (5.47)$$

Por último, si se considera que  $N_{1k}(0) = N_{2k}(0) = 0$  debido a que en  $t = 0$  no se ha generado ninguna red obteniéndose las siguientes soluciones:

$$N_{1k}(t) = \frac{f_1(e^{\lambda_+ t} - 1)}{\lambda_+} \quad \text{y} \quad N_{2k}(t) = \frac{f_2(e^{\lambda_- t} - 1)}{\lambda_-} \quad (5.48)$$

Una vez obtenidas las amplitudes de la modulación de las concentraciones de los centros se calcula el campo eléctrico a partir de la siguiente ecuación:

$$E_k(t) = -\frac{ie}{\epsilon K} [N_{1k}(t) + N_{2k}(t)] \quad (5.49)$$

#### 5.4.2. Redes fotorrefractivas: amplitud y fase.

Para estudiar el comportamiento de las redes fotorrefractivas analizaremos, en primer lugar, el comportamiento del cambio de índice de refracción  $\Delta n_k$  y del desfase de la red  $\phi_k$ . Estas variables se calculan a partir del campo eléctrico con las siguientes expresiones:

$$\Delta n_k = -\frac{1}{2} n_e^3 r_{33}^3 |E_k| \quad (5.50)$$

$$\Delta\phi_k = \arctan\left(\frac{\Re[E_k]}{\Im[E_k]}\right) \quad (5.51)$$

Para calcular numéricamente las soluciones, se han utilizado los mismos parámetros de la solución de orden cero presentados en la tabla 5.1.

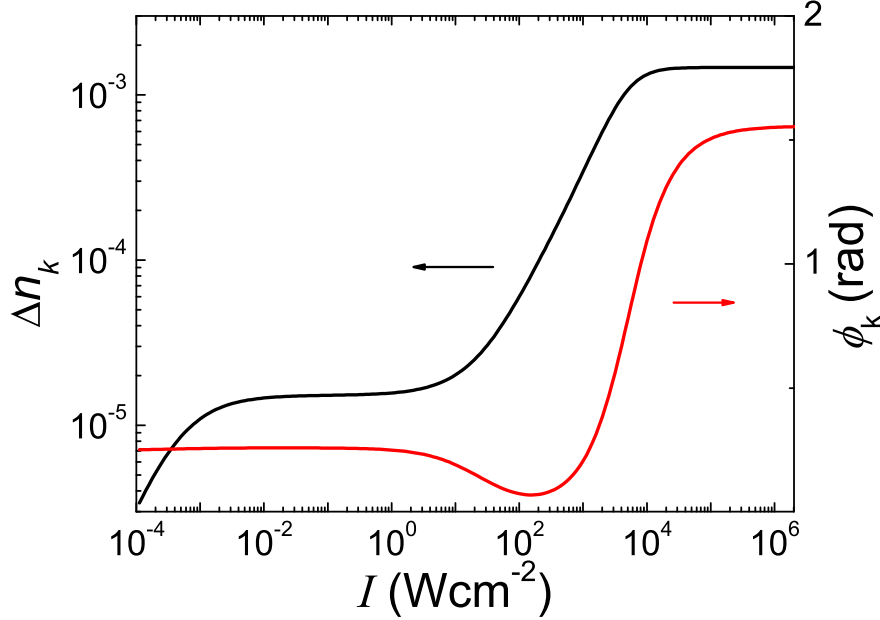


Figura 5.14: Cambio de índice de refracción  $\Delta n_k$  (izquierda) y desfase de la red  $\phi_k$  (derecha) en función de la intensidad  $I$  calculados con el modelo de dos centros considerando una iluminación sinusoidal.

En la figura 5.14 se muestra el cambio de índice de refracción y el desfase de la red en función de la intensidad considerando la formación de una red holográfica de modulación  $m = 0.9$  y periodicidad de red  $\Lambda = 7 \mu\text{m}$ . En esta figura, la dependencia del cambio de índice de refracción calculado para las redes (línea continua) es muy parecido al caso de un solo haz, siendo la diferencia despreciable a  $I < 10^4$ . De nuevo se observan 3 regiones importantes: una primera región donde la conductividad de oscuridad (bajas intensidades) es apreciable frente a la fotoconductividad, una segunda región donde el  $\Delta n_k$  es constante con la intensidad y aún no contribuye el segundo centro (intensidades bajas-medias  $I < 10 \text{ Wcm}^{-2}$ ), una última región régimen a altas intensidades  $I > 10 \text{ Wcm}^{-2}$  donde el  $\Delta n_k$  aumenta con la intensidad a un ritmo considerable, y una última región donde  $\Delta n_k$  presenta una saturación.

Con respecto al desfase, se observa que esta magnitud primero disminuye y luego aumenta abruptamente con la intensidad. Cuando  $\Delta n_k$  comienza a aumentar se produce una disminución de  $\Delta\phi_k$  hasta que llega a un mínimo cuando la intensidad es  $I = 150 \text{ Wcm}^{-2}$ . A partir de este punto,  $\Delta\phi_k$  aumenta con la intensidad. La variación de  $\Delta\phi_k$  va de 0.2 (valor mínimo) a  $\frac{\pi}{2}$  (valor máximo). Este resultado es relevante pues es necesario un desfase  $\Delta\phi_k \neq 0$  de la red de

índice con respecto a la red de luz para que haya amplificación de un haz respecto al otro y en consecuencia amplificación de ruido. Este aspecto se tratara en detalle en la sección siguiente.

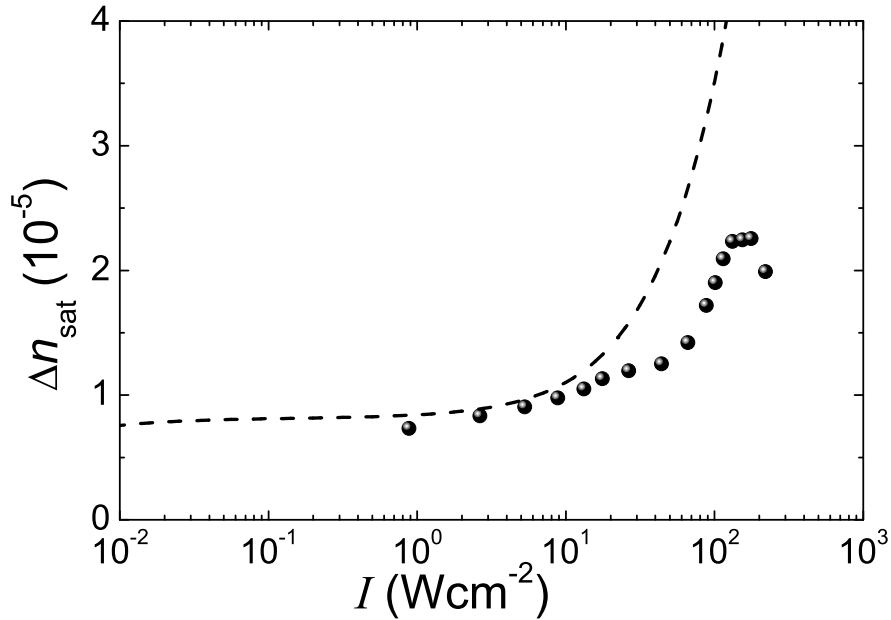


Figura 5.15: Comparación del cambio de índice de refracción calculado con el modelo (línea continua) y el obtenido para la guía en fase alfa 57 h. La línea discontinua es el ajuste del modelo a los experimentos.

Por otro lado, en la figura 5.15 se muestra la comparación entre el cambio de índice de refracción calculado para el modelo de redes (línea continua) y los resultados experimentales para la guía en fase alfa de 57 h mostrados en la sección 3.3.2 (Fig. 3.3 (b)). En este cálculo se han modificado algunas magnitudes para ajustar el  $\Delta n_{sat}$  en la zona de crecimiento moderado ( $T = 295$  K,  $N_{10} = 1.2 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$  y  $[\text{Fe}^{2+}]/[\text{Fe}^{3+}] = 0.2$ ). El cambio de estas magnitudes se justifica debido a que hemos medido el factor de reducción del hierro en la guía (sección 3.4 y a que el valor de la concentración del hierro puede variar significativamente de un sustrato a otro.

La curva calculada con el modelo describe la dependencia cualitativa de los datos experimentales. Sin embargo, la simulación sobreestima la influencia del segundo centro ya que el crecimiento abrupto del  $\Delta n_{sat}$  se produce en la simulación a menores intensidades que en los datos experimentales. Este resultado muestra de nuevo que el modelo de dos centros predice muy bien el comportamiento cualitativo de los resultados experimentales, y sugiere que es necesario hacer una revisión de los parámetros utilizados en modelo, para hacer un mejor ajuste de las curvas.

### 5.4.3. Amplificación por mezcla de dos ondas. *Redes de Ruido*

Es bien conocido que en la interacción de dos haces a través de una red fotorrefractiva es posible la amplificación de uno de los haces, denominado señal  $I_s$ , a expensas del otro haz denominado bombeo  $I_b$  [61]. En el caso más sencillo, suponiendo que el bombeo es mucho más intenso que la señal, la evolución de  $I_s$  a lo largo de la propagación se puede describir por la siguiente expresión:

$$I_s = I_b e^{\Gamma z} \quad (5.52)$$

Donde  $\Gamma$  es el coeficiente de amplificación que determina la amplificación o la transferencia de energía de un haz a otro. Este responde a la siguiente expresión:

$$\Gamma = \left( \frac{2\pi}{m \lambda \cos \theta} \right) \Delta n_k \sin \phi_k \quad (5.53)$$

Por tanto conocidos  $\Delta n_k$  y  $\phi_k$ , se puede calcular  $\Gamma$  con el modelo. En la figura 5.16 se muestra la dependencia de  $\Gamma$  con  $I$  junto con el cambio de índice refracción con el fin de comparar las dependencias.

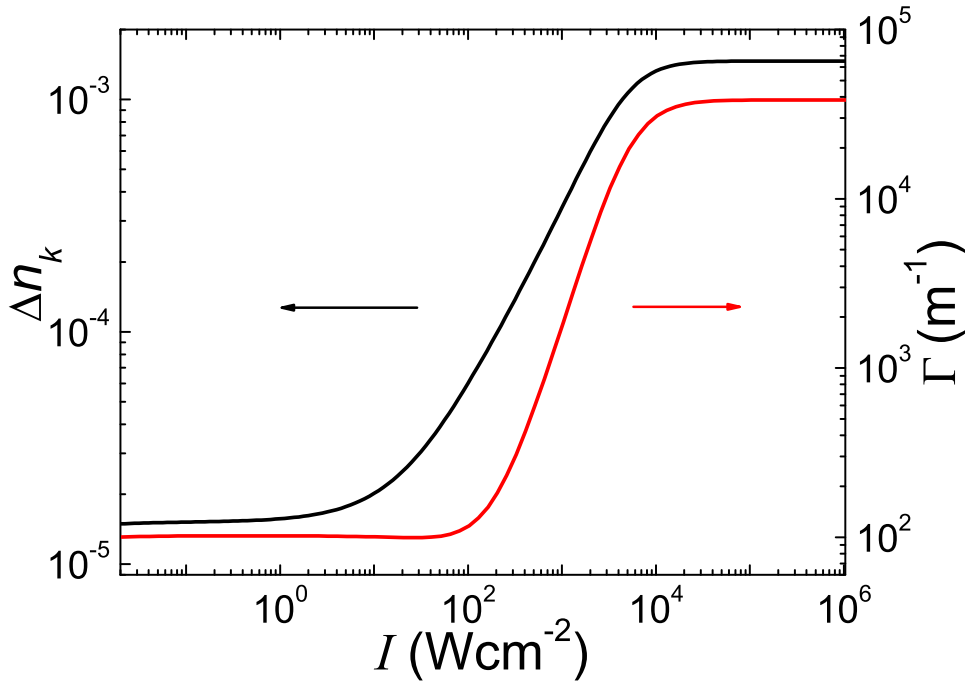


Figura 5.16: Cambio de índice de refracción  $\Delta n_k$  (izquierda) y coeficiente de amplificación de la red  $\Gamma$  (derecha) en función de la intensidad  $I$  calculado con el modelo de dos centros considerando las redes holográficas.

Como se puede observar en la figura 5.16 el coeficiente de amplificación tiene, esencialmente,



el mismo tipo de comportamiento que  $\Delta n_k$ . La diferencia entre ambas curvas es que  $\Gamma$  aumenta a intensidades superiores ( $I \sim 100 \text{ Wcm}^{-2}$ ) y el ritmo de aumento es considerablemente mayor. Ambas curvas se saturan a las mismas intensidades.

El crecimiento del coeficiente de amplificación de la red con la intensidad es un resultado bastante significativo debido a que este es la base de la explicación del fuerte daño generado en guías corte  $x$  a alta intensidad. Nótese que aunque a  $I = 100 \text{ Wcm}^{-2}$  la amplificación es despreciable ( $\Gamma$ ), el factor de amplificación  $\exp[\Gamma z]$  de la ecuación 5.52 se *dispara* para intensidades mayores, por ejemplo para una propagación de 1 cm y a una intensidad de  $I = 1000 \text{ Wcm}^{-2}$  el factor de amplificación tendría el altísimo valor de  $10^7$  ( $\Gamma \sim 17 \text{ cm}^{-1}$ ) siendo posible obtener un daño catastrófico.

Concretamente, estos resultados pueden ser aplicados a nuestros experimentos de daño en guías en fase alfa en corte  $x$  (sección 4.4.2 y 4.4.3) donde la propagación ha sido de 4 mm. En este experimento la amplificación es despreciable a intensidades  $I < 100 \text{ Wcm}^{-2}$  donde  $\Gamma < 1 \text{ cm}^{-1}$ . Sin embargo, a intensidades de  $I \sim 700 \text{ Wcm}^{-2}$  donde se observa la asimetría del perfil del haz de salida, el valor de  $\Gamma$  es del orden  $10 \text{ cm}^{-1}$  siendo el factor de amplificación de 50. Si suponemos que el ruido óptico es 1000 veces menos intenso que el haz principal, a  $I \sim 700 \text{ Wcm}^{-2}$  el ruido óptico sería amplificado al 5 % del haz principal, siendo claramente observable. Esto explicaría la asimétrica del haz debida a la amplificación direccional del  $\text{LiNbO}_3$ . Más aún, a intensidades mayores de  $3000 \text{ Wcm}^{-2}$ , donde se observa la inestabilidad temporal, el factor de amplificación sería de  $10^{17}$  ( $\Gamma \sim 100 \text{ cm}^{-1}$ ), siendo difícil de discriminar el haz principal del ruido amplificado, y por tanto la transferencia de energía podría presentar el comportamiento caótico que se observa.

Este resultado completa la descripción de una serie de diferentes comportamientos relacionados al daño fotorrefractivo en guías de onda planares, utilizando un único modelo.

## 5.5. Conclusiones

En este capítulo se ha desarrollado un modelo de dos centros (hierro y antisitio) para describir el efecto fotorrefractivo y en particular los fenómenos relacionados con el daño óptico. Se ha aplicado tanto a la simulación de la propagación de un haz luminoso como al grabado de redes holográficas. De este desarrollo se obtiene las siguientes conclusiones:

- El modelo de dos centros muestra una dependencia del cambio de índice de refracción con la intensidad luminosa  $I$  caracterizada por tres regiones que también han sido observadas experimentalmente: una región de bajas intensidades donde se observa un crecimiento del cambio de índice de refracción en saturación debida a la competencia entre la

fotoconductividad y la conductividad: una región de intensidades medias donde el  $|\Delta n_{sat}|$  se mantiene constante independientemente de  $I$ , y por último, una región de crecimiento abrupto debida a la contribución del segundo centro.

- El crecimiento abrupto del  $|\Delta n_{sat}|$  se debe a la redistribución de electrones poblando el segundo centro ( $Nb_{Li}$ ) a expensas del primero (Fe). La redistribución produce una superlinealidad de la corriente fotovoltaica con  $I$  y una saturación de la conductividad, generando un crecimiento abrupto en el valor del campo eléctrico y, en consecuencia, del cambio de índice de refracción.
- Se han determinado las dependencias de la región de crecimiento abrupto con la temperatura y las concentraciones de antisitio y de hierros, reproduciendo con buen acuerdo las dependencias observadas en los experimentos. En particular, el aumento de la  $T$  y la disminución de  $[Nb_{Li}]$  producen un aumento significativo de la resistencia al daño.
- Se ha simulado mediante el método de propagación de haz (BPM) la autodesfocalización o degradación de un haz por el efecto fotorrefractivo. Para ello, se ha utilizado por primera vez el modelo de dos centros. Esto ha permitido una reproducción excelente de los datos experimentales ya que el fenómeno de autodifracción del haz se produce justamente por el crecimiento abrupto del cambio de índice de refracción originado por el segundo centro. En particular, se ha simulado con éxito el fenómeno de filamentación observado en guías en fase alfa encontrándose una reproducibilidad a nivel cuantitativo de los perfiles transversales del haz.
- El modelo ha sido aplicado a la interferencia de haces. De nuevo, se consigue un crecimiento abrupto de la amplitud de  $|\Delta n_{sat}|$  con  $I$  para la red generada. Se obtiene, también, el desfase  $\phi_k$  entre la red de índice y la red de intensidad y el coeficiente de amplificación por mezcla de dos ondas  $\Gamma$ . Cabe destacar que el crecimiento abrupto de  $\Gamma(I)$  produce la amplificación de haces débiles (en particular de ruido óptico) con factores de ganancia que se *disparan* con  $I$ . Este resultado explica la fuerte degradación del haz en corte  $x$  con fuerte inestabilidad temporal que hemos denominado daño catastrófico y que aparece frecuentemente en los experimentos.

En general, el modelo de dos centros fotorrefractivos propuesto en este trabajo, ha sido capaz de explicar y describir de manera excelente, los fenómenos de daño óptico observados tanto en guías como en volumen, dando un paso importante en la comprensión del fenómeno en general.

## Capítulo 6

# Efecto fotorrefractivo en guías por irradiación con iones de alta energía.

### 6.1. Introducción

Como ya hemos visto en el primer capítulo introductorio, el nuevo método de fabricación de guías por irradiación con iones de alta energía permite preparar guías con muy buenas propiedades electroópticas y no lineales, con ventajas sobre las guías por implantación convencionales. Sin embargo, cuando se comenzó este trabajo no se había investigado su respuesta fotorrefractiva. Por ello hemos realizado una primera caracterización de la respuesta fotorrefractiva en estas nuevas guías, investigando los dos aspectos estudiados en general en esta tesis: el comportamiento holográfico y el daño óptico. Se hará especial hincapié en el estudio de hologramas de reflexión generados por haces contrapropagantes que, teniendo un fuerte interés para aplicaciones, no se pueden grabar en guías por intercambio protónico. Los resultados de este capítulo han sido publicados en el artículo A.3 presentado en el anexo.

### 6.2. Caracterización fotorrefractiva

Como ya se presenta para el caso de las guías por intercambio protónico en el apartado 3, la caracterización holográfica en guías debe incluir el grabado y borrado de hologramas prestando atención a la medida de la conductividad de oscuridad.

Para la caracterización holográfica, se utilizó una guía fabricada con un haz de iones de  $F^{4+}$ , de 20 MeV de energía, con una fluencia de  $4 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$  y un anchura aproximada de 6 mm. El sustrato utilizado es  $LiNbO_3$  nominalmente puro corte  $x$ , cuyas dimensiones son de  $1 \times 5 \times 17$

$\text{mm}^3 (x,z,y)$ , donde la propagación se realiza en la dirección  $y$ .

### 6.2.1. Grabado de redes holográficas. Eficiencia de difracción.

Los experimentos de grabados de redes se han realizado en el mismo montaje experimental de la figura 3.1. Los haces de grabado proceden de un láser sólido Nd:YAG doblado verde y se acoplan a la guía mediante dos prismas de rutilo y se ha detectado la eficiencia de difracción con un haz rojo (He-Ne) tal y como se explica en el apartado de montaje experimental en la sección 3.2. La separación entre los prismas ha sido de  $L = 4 \text{ mm}$  y el espaciado de red de  $\Lambda = 6.5 \text{ }\mu\text{m}$ . La intensidad de grabado utilizada ha sido de  $I_0 = 1 \text{ Wcm}^{-2}$  y la modulación  $m \cong 0.9$ . Se han escogido haces de grabado con polarización TE (índice de refracción extraordinario) debido a que esta configuración es la más favorable para obtener una alta eficiencia.

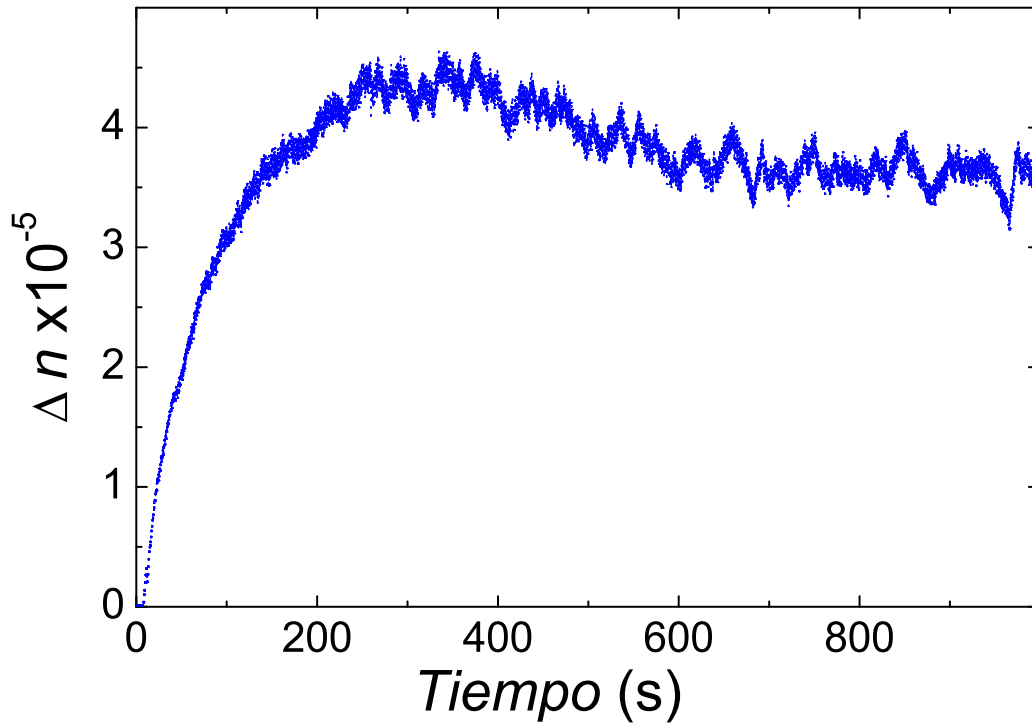


Figura 6.1: Cambio de índice de refracción  $\Delta n$  en función del tiempo de una red holográfica generada dentro de una guía de onda por irradiación iónica. ( $I_0 = 1 \text{ Wcm}^{-2}$ ,  $L = 4 \text{ mm}$  y  $\Lambda = 6.5 \text{ }\mu\text{m}$ ).

En la figura 6.1 se muestra la evolución temporal de un grabado típico realizado en una guía de onda por irradiación bajo las condiciones comentadas previamente. La dinámica de grabación es la observada habitualmente en este tipo de experimentos, muy similar a la observada en guías de onda planares fabricadas por intercambio protónico. El cambio de índice de refracción de saturación máximo encontrado es de  $\sim 4.5 \times 10^{-5}$ , tres veces mayor que el de

las guías en fase alfa para intensidades comparables. Este cambio de índice corresponde a una eficiencia de difracción  $\eta_{max}$  del 40 %, valor alto si se considera que la propagación es solo de 4 mm. Una propagación de unos 10 mm podría dar eficiencias del 100 %.

Por tanto, la eficiencia fotorrefractiva de estas guías es bastante alta considerando que trabajamos de nuevo en guías sobre sustratos no dopados y que la intensidad utilizada es baja. De hecho, las guías por implantación convencionales son generalmente dopadas con Fe o Cu para aumentar la respuesta fotorrefractiva [165, 93, 99, 98]. Sin embargo, el proceso de dopaje produce defectos en el cristal y aumenta la absorción del material, además de implicar normalmente un proceso de difusión extra. Por estas razones, la posibilidad de conseguir una alta eficiencia fotorrefractiva sin necesidad de dopar el material representa una ventaja muy interesante.

### 6.2.2. Borrado de las redes holográficas.

Para completar el estudio sobre la respuesta fotorrefractiva se ha estudiado el borrado de la red, que además permite determinar los tiempos de respuesta fotorrefractivos de manera más sencilla que en un grabado.

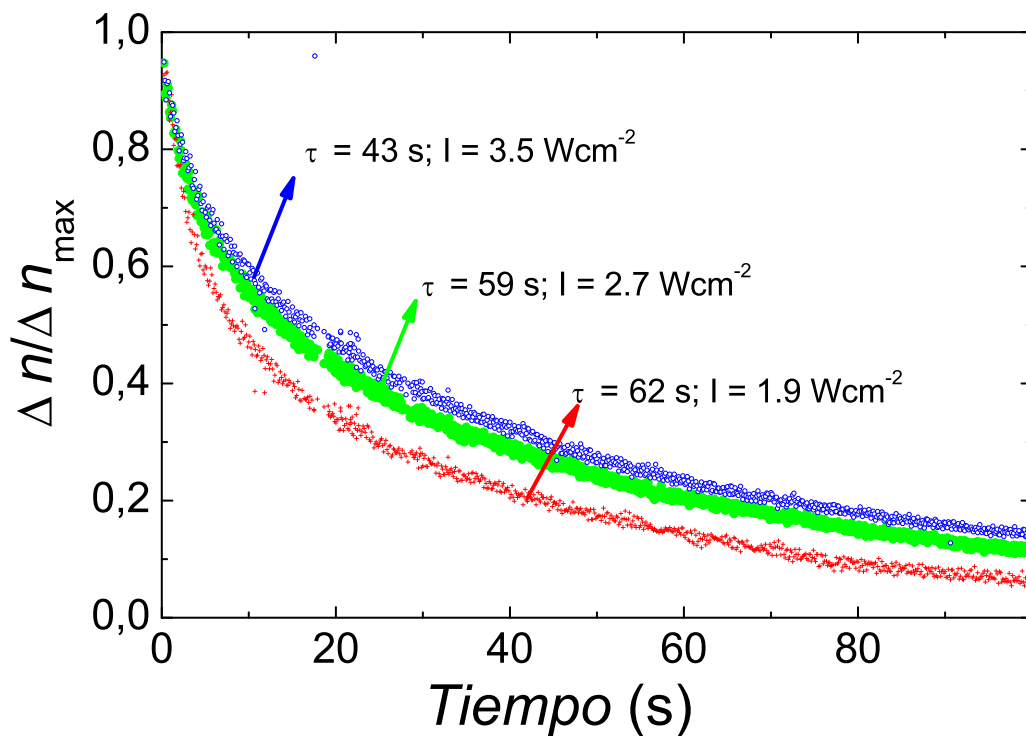


Figura 6.2: Cambio de índice de refracción normalizado  $\Delta n/\Delta n_{max}$  en función del tiempo de borrado bajo iluminaciones homogéneas para tres intensidades 3.5, 2.7 y 1.9  $\text{Wcm}^{-2}$ .

En la figura 6.2 se muestra el cambio de índice de refracción en función del tiempo al borrar las redes holográficas en la guía por irradiación. En la figura se muestran tres decaimientos bajo iluminaciones homogéneas de  $I_0 = 3.5, 2.7$  y  $1.9 \text{ Wcm}^{-2}$ . Las curvas de decaimiento se pueden ajustar a exponenciales simples con tiempos de decaimiento de: 43 s ( $3.5 \text{ Wcm}^{-2}$ ), 59 s ( $2.7 \text{ Wcm}^{-2}$ ) y 62 s ( $1.9 \text{ Wcm}^{-2}$ ) respectivamente. Al igual que en la sección 3.4, se puede utilizar los datos de tiempo de decaimiento e intensidad para calcular el estado de reducción del hierro. En esta guía la reducción es de  $[\text{Fe}^{+2}]/[\text{Fe}^{+3}] = 9 \times 10^{-3}$ . Este valor corresponde a una reducción intermedia entre la guía en fase alfa de 38 h y la de 57 h.

En cuanto al borrado en oscuridad se ajusta bien a una exponencial simple a diferencia de lo que se observo en las guías en fase alfa (sección 3.4). El tiempo de decaimiento o vida media de la guía estudiada es  $\tau_d \sim 2.5 \times 10^4 \text{ s}$  que corresponde a una conductividad de oscuridad del orden de  $\sigma_d \sim 10^{-16} \Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$ . Por otro lado, es interesante notar que el borrado térmico se ajusta a una exponencial simple en lugar de una exponencial doble. Esto concuerda con la explicación de que la exponencial doble esta relacionada con la contribución protónica que es despreciable en las guías por irradiación.

A nuestro saber, este es el primer estudio sobre la respuesta fotorrefractiva en guías de onda planas fabricadas con el método de irradiación de iones de alta energía. Este estudio muestra cierta superioridad de estas guías respecto a las de intercambio protónico.

### 6.3. Grabado en configuración en reflexión. (Reflector de Bragg)

Una de las ventajas de las guías de onda por irradiación sobre las guías fabricadas por intercambio protónico es que en estas es posible la propagación de haces con polarización TE y TM. Esta ventaja permite la creación de redes holográficas en configuración de reflexión siendo posible diseñar espejos y filtros de Bragg, que hasta ahora se habían fabricado en guías por difusión de Ti [91].

Para fabricar un espejo Bragg es necesario generar una red cuyo vector de red sea paralelo a la propagación de la luz, es decir, las franjas deben ser perpendiculares a la propagación para que el ángulo de reflexión sea  $180^\circ$ . En el caso del  $\text{LiNbO}_3$  la mayor eficiencia de grabado de redes se genera cuando el vector de red es paralelo al eje  $z$ . Esto solo se puede conseguir en sustratos de corte  $x$  o corte  $y$  donde la luz se propague en la dirección  $\hat{z}$ . En estas configuraciones tanto la polarización TE como TM ven el índice de refracción ordinario  $n_o$ . Por lo tanto es necesario que la guía propague en  $n_o$ .

En este apartado hemos utilizado una guía fabricada con las mismas condiciones de la sección anterior ( $F^{4+}$ , 20 MeV,  $4 \times 10^{14}$ ). El sustrato utilizado es  $\text{LiNbO}_3$  nominalmente puro corte  $x$ , cuyas dimensiones son de  $1 \times 6 \times 18 \text{ mm}^3$  ( $x, y, z$ ), donde la propagación se realiza en la dirección  $z$ .

### 6.3.1. Consideraciones experimentales.

El montaje experimental para estudiar el cambio de índice de refracción en la configuración de reflexión se presenta en la figura 6.3 y es similar al del capítulo 3 (Fig. 3.1). En esta configuración experimental se divide el haz verde en dos y se introduce cada por uno de los prismas de acoplo separados  $L = 4 \text{ mm}$ , de manera que si estos están bien alineados, el ángulo entre los haces es de  $180^\circ$ . El espaciado de red en esta configuración es  $\Lambda = 120 \mu\text{m}$ .

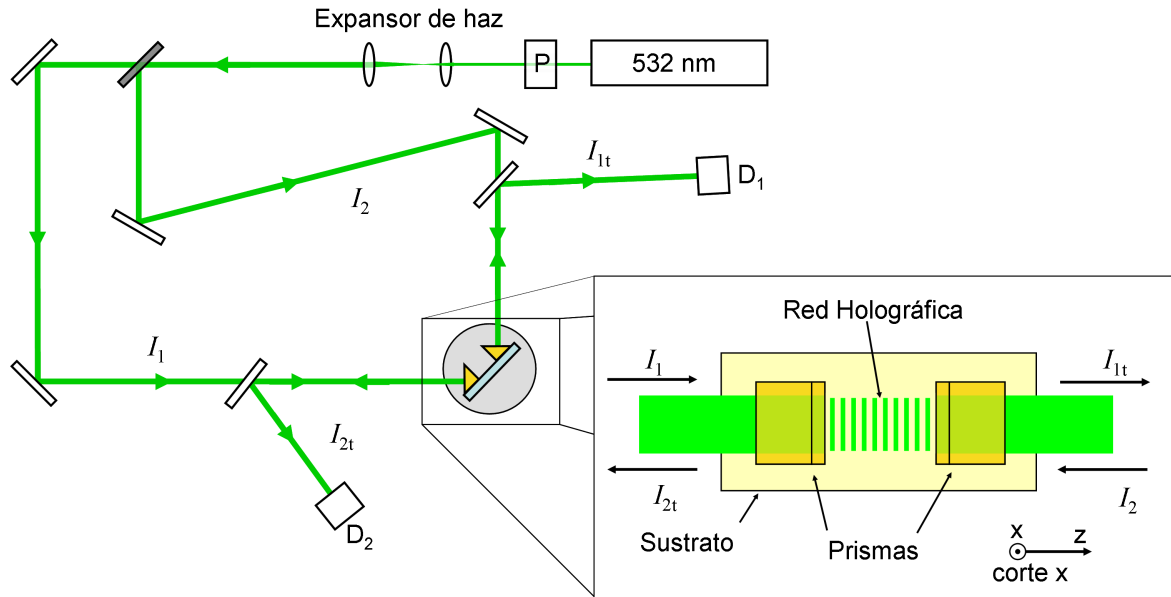


Figura 6.3: Esquema del montaje experimental utilizado para grabar y borrar redes holográficas en configuración de reflexión. En la figura se hace una ampliación del detalle de la guía donde se muestran los haces formando la red de reflexión.

Para obtener información sobre la red generada se colocan dos espejos semitransparentes que redirigen los haces salientes de la guía hacia los detectores  $D_1$  y  $D_2$ . Estos detectores reciben tanto el haz transmitido como el difractado por la red de reflexión que ellos mismos generan.

### 6.3.2. Acoplamiento de haces y eficiencia de difracción.

En el primer experimento estudiamos la dinámica de grabado de la red, y una vez grabada, medimos su eficiencia de difracción, también durante el borrado óptico.

En más detalle, la dinámica del proceso de medición ha sido la siguiente: primero, como referencia, se midió cada uno de los haces por separado (fase a) . Luego se acoplaron los dos haces simultáneamente para investigar el grabado de la red y el acoplamiento de los haces por la misma (fase b). Una vez generada la red se midió su eficiencia de difracción cortando uno de los haces y registrando la evolución de la intensidad del otro tanto transmitida como reflejada (fase c).

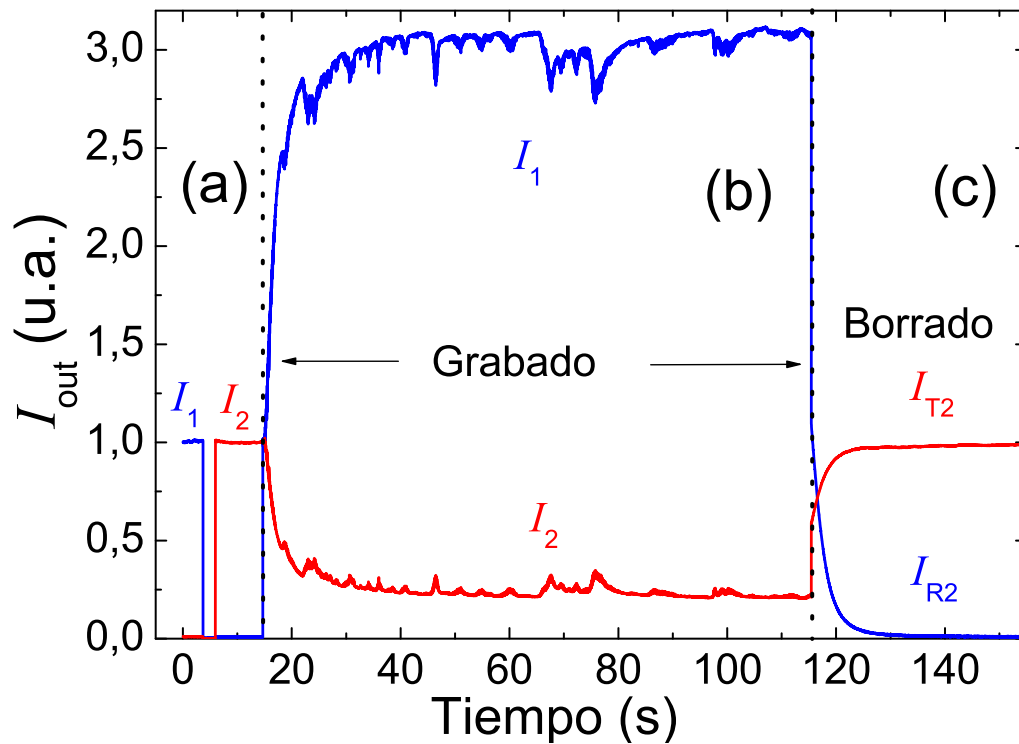


Figura 6.4: Evolución temporal de la intensidad de salida registrada en los detectores  $D_1$  y  $D_2$  en un experimento que consta de tres partes: Zona a) los haces 1 y 2 se propagan consecutivamente (es decir, por separado). Zona b) los haces 1 y 2 se propagan juntos grabando la red de reflexión. Zona c) una vez grabada la red el haz 1 se retira y se observa el decaimiento de la red.

En la figura 6.4 se muestran los resultados de este experimento para las tres fases a través de la evolución temporal de la intensidad medida en los dos detectores  $D_1$  y  $D_2$ .

En la fase (b), durante el grabado, se observa claramente el acoplamiento entre los dos haces de tal manera que el haz  $I_1$  se amplifica y el  $I_2$  se debilita. un hecho aparentemente sorprendente es que la suma de intensidades parece no ser constante. Este aspecto que tiene su origen en las altas pérdidas de propagación de la guía y en el hecho de que en la fase (a)  $I_1$  e  $I_2$  son intensidades medidas a la salida de la guía ya afectadas por dichas pérdidas, se explicará en detalle en el apartado siguiente.

Finalmente en la fase (c), cuando se retira  $I_1$  se registra con certeza la transmisión del  $I_2$  en  $D_2$  y su reflexión en  $D_1$  mientras desaparece la red. Para observar mejor esta parte del experimento



en que se mide la eficiencia de difracción de la red grabada, se ha representado ampliada en la figura 6.5.

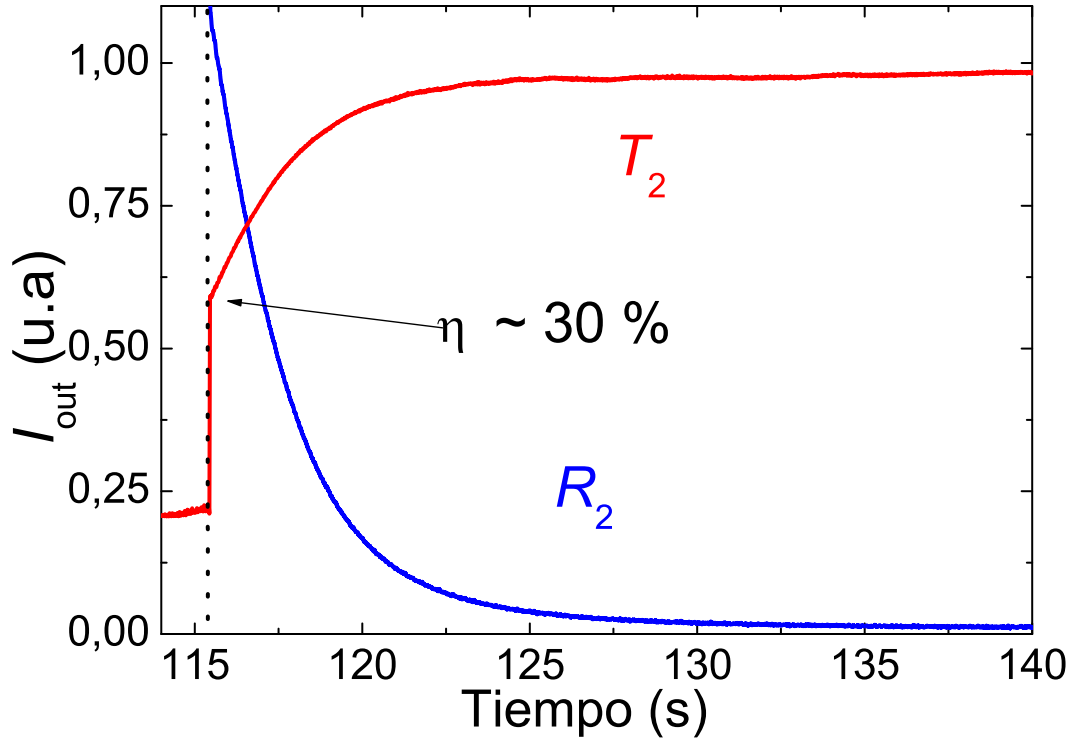


Figura 6.5: Dinámica de borrado del reflector en una guía por irradiación. Se registra la evolución temporal de la intensidad transmitida del segundo haz (detector  $D_2$ ) y reflejada (detector  $D_1$ ).

Registrando la distribución de intensidades justo en el momento después de retirar el haz  $I_1$ , se determina la eficiencia de difracción para el haz  $I_2$ . En este experimento se ha obtenido una eficiencia de difracción  $\eta$  de  $\eta \sim 30\%$  para una intensidad de  $10 \text{ Wcm}^{-2}$ , que representa un cambio de índice de refracción de  $3 \times 10^{-5}$ . Este valor se calcula con la teoría de Kogelnik [133] pero considerando la configuración de reflexión, para la que la expresión de  $\eta$  es la siguiente:

$$\eta(t) = \tanh^2 \left( \frac{\pi \Delta n(t) L}{\lambda} \right) \quad (6.1)$$

El valor obtenido es muy alto teniendo en cuenta que la propagación es de solo 3.5 mm y, sobretodo, que en esta configuración el coeficiente electroóptico involucrado es el  $r_{31}$  cuyo valor es 3 veces menor al  $r_{33}$ .

### 6.3.3. Determinación del cambio de índice de refracción y del coeficiente de amplificación.

Debido a la inconsistencia en el balance de energía de la transmisión de la red y la posibilidad de que esto se deba a las pérdidas de la guía, se hace necesario estudiar con detalle la generación de una red fotorrefractiva bajo el efecto de las pérdidas de propagación.

Para ello, se explicará el análisis planteado por P. Yeh [166]. En este caso se considera que la intensidad de los haces varía a lo largo de la propagación (eje  $z$ ) de la forma:

$$I_1(z) = I_{10} e^{-\alpha z} \quad y \quad I_2(z) = I_{20} e^{-\alpha(L-z)} \quad (6.2)$$

Donde  $\alpha$  es el coeficiente de las pérdidas de propagación. Nótese que en esta nomenclatura  $I_1$  decrece en la dirección de  $z$  por el efecto de las pérdidas y  $I_2$  crece, esto significa que  $I_2$  se propaga en la dirección contraria ( $-z$ ). El sistema de ecuaciones diferenciales que describen como evolucionan los haces dentro de la guía es el siguiente:

$$\frac{d}{dz} I_1 = -\gamma \frac{I_1 I_2}{I_1 + I_2} - \alpha I_1; \quad \frac{d}{dz} I_2 = -\gamma \frac{I_1 I_2}{I_1 + I_2} + \alpha I_2 \quad (6.3)$$

Donde  $\gamma$  es el coeficiente de amplificación de la red de difracción que se ha generado. Este coeficiente, ha sido tratado previamente en la sección 5.4.3, lo escribimos con letra minúscula hacer hincapié en el hecho de que en este apartado solo se considera la configuración de reflexión donde los haces forman 180 °C.

Conociendo las condiciones de contorno que son los valores de las intensidades incidentes de los haces  $I_1(0)$  y  $I_2(L)$ , P. Yeh obtiene la solución al sistema de ecuaciones 6.3 y las escribe en función de las transmitancias  $t_1$  y  $t_2$  de cada haz.

$$t_1 = \frac{I_1(L)}{I_1(0)} = \frac{1 + g^{-1}}{1 + g^{-1} e^{\gamma L}} e^{-\alpha L}; \quad t_2 = \frac{I_2(0)}{I_2(L)} = \frac{1 + g}{1 + g e^{-\gamma L}} e^{-\alpha L} \quad (6.4)$$

Siendo el parámetro  $g$  la relación entre intensidades  $g = I_1/I_2$ . En nuestro experimento, el problema que se presenta es que no conocemos  $I_1(0)$  e  $I_2(L)$  porque es fácil medir la intensidad de salida y muy complicado la entrante (ver ref. [10]) que en este caso hay que añadir el efecto de las pérdidas de propagación.

Para ilustrar el acoplamiento de los haces por la red de reflexión cuando hay pérdidas de propagación se representa en la figura 6.6 la evolución espacial de los haces dentro de la guía en un caso ficticio.  $I_1(0)$  e  $I_2(L)$  son las intensidades de entrada de los haces 1 y 2, donde el

haz 1 se propaga hacia la derecha y haz 2 hacia la izquierda. Las líneas de puntos representan la propagación de los haces cuando se considera cada haz por separado, es decir, cuando la red no ha sido generada. En estas condiciones  $I_1(L)$  e  $I_2(0)$  son los valores de intensidad al salir de la guía. Nótese que estos valores son mucho menores que los valores de entrada debido a que están afectados por las altas pérdidas dentro de la guía (ecuación 6.2).

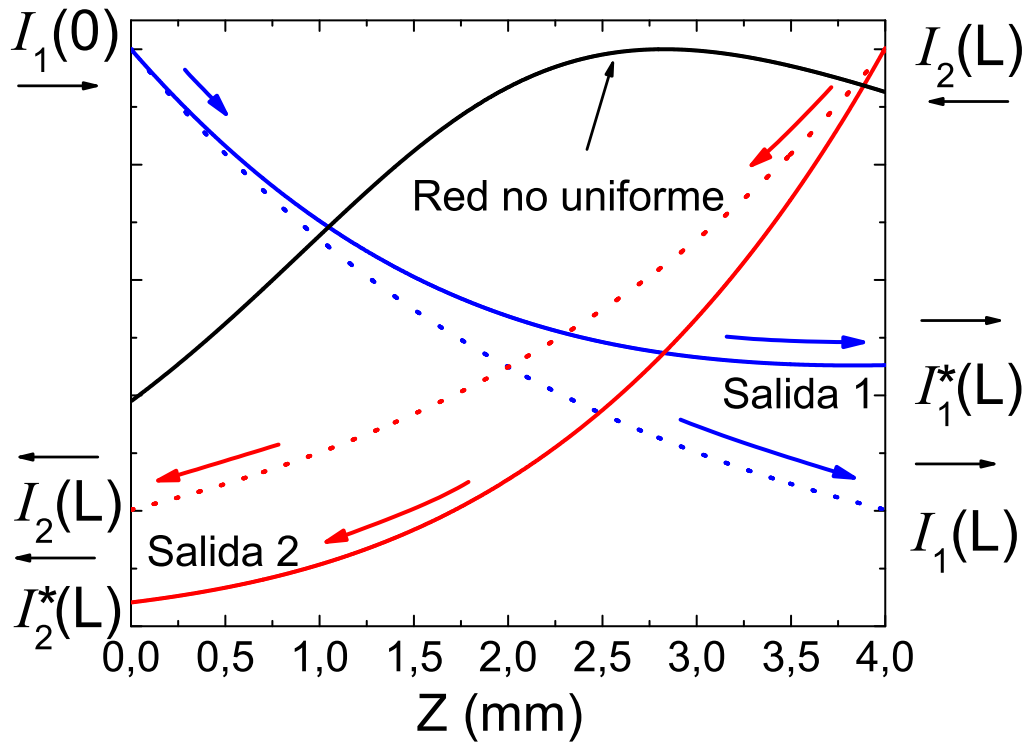


Figura 6.6: Representación gráfica de la evolución de la intensidad de los haces dentro de la guía. En líneas punteadas se muestra las evoluciones de los haces cuando no hay red. En líneas continuas se muestra la evolución de los haces cuando interactúan con la red y la línea continua negra representa la modulación local de la red  $m(z)$ .

Las líneas continuas representan la evolución de los haces cuando la red ha sido generada donde  $I_1^*(L)$  e  $I_2^*(0)$  son las intensidades de los haces a la salida cuando interactúan a través de la red. Cuando se genera la red, esta produce una transferencia de energía de manera unidireccional de un haz a otro aumentando la salida del haz 1 a costa de la intensidad del haz 2, obteniéndose que  $I_1^*(L) > I_1(L)$  e  $I_2^*(0) < I_2(0)$ . La inconsistencia que se observa en los experimentos se debe a que  $I_1^*(L) + I_2^*(0) > I_1(L) + I_2(0)$  debido a la inhomogeneidad de la red.

En la figura 6.6 la línea continua negra representa la modulación local de la red ( $m(z) = 2\sqrt{I_1(z)I_2(z)}/[I_1(z) + I_2(z)]$ ). Como se puede apreciar en la figura 6.6 la red no es homogénea, siendo la amplitud de la modulación más intensa en la zona a la derecha de la guía. Básicamente lo que sucede es que al tener la red de índice más amplitud en el lado derecho de la red, la luz reflejada por esa parte de la red recorre un menor camino óptico que la luz reflejada hacia el

otro lado, siendo menos afectada por las pérdidas de la guía.

Utilicemos ahora este formalismo para analizar nuestros resultados. Nuestro objetivo es determinar las pérdidas y la amplificación de la red para luego calcular el cambio de índice de refracción teniendo en cuenta que la red es inhomogénea y que por tanto la expresión de Kogelnik (ecuación 6.1 es sólo una aproximación

Como ya se ha mencionado, en el formalismo se calcula las transmitancias  $t_1$  y  $t_2$ . Sin embargo, experimentalmente no se pueden determinar estos valores ya que no se sabe la intensidad real a la entrada de la guía. Por esta razón, es necesario, para comparar con la teoría, utilizar otras variables que puedan medirse directamente de los experimentos.

Las variables que utilizaremos son  $\chi_1$  y  $\chi_2$  definidas como la relación entre las intensidades de salida cuando la red ha sido generada ( $I_1^*(L)$  e  $I_2^*(0)$ ) y las intensidades de salida cuando no ( $I_1(L)$  e  $I_2(0)$ ). Utilizando las ecuaciones 6.2 las ecuaciones de las transmitancias (ecuaciones 6.4), se obtiene una expresión que determina la amplificación que depende únicamente de las magnitudes  $\chi_1$  y  $\chi_2$ .

$$\frac{\chi_1}{\chi_2} = \frac{\frac{I_1^*(L)}{I_1(L)}}{\frac{I_2^*(0)}{I_2(0)}} = \frac{\frac{I_1^*(L)}{I_1(0)e^{-\alpha L}}}{\frac{I_2^*(0)}{I_2(L)e^{-\alpha L}}} = \frac{\frac{I_1^*(L)}{I_1(0)}}{\frac{I_2^*(0)}{I_2(L)}} = \frac{t_1}{t_2} = e^{-\gamma L} \quad \Rightarrow \quad \gamma = \frac{1}{L} \ln \left( \frac{\chi_2}{\chi_1} \right) \quad (6.5)$$

Con esta ecuación 6.5 y las intensidades de los haces salientes  $I_1$  e  $I_2$  obtenidas en el experimento y mostradas en la gráfica de la figura 6.4, se obtiene un valor de  $\gamma = -6 \text{ cm}^{-1}$ . Este valor coincide con los valores típicos de amplificación de redes para cristales de  $\text{LiNbO}_3$  en volumen. Con este valor de  $\gamma$  y utilizando el sistema de ecuaciones 6.3 se realizó un programa iterativo con el objetivo de calcular el valor de las pérdidas de propagación  $\alpha$ . El valor estimado así para  $\alpha$  es  $\alpha = 4 \text{ cm}^{-1}$  ( $8 \text{ dBcm}^{-1}$ ). Este valor coincide con estimaciones realizadas midiendo la intensidad de salida y la intensidad que debería entrar a la guía.

Por otro lado, el cambio de índice de refracción de la red está relacionado con el coeficiente de amplificación  $\gamma$  para redes de reflexión según la siguiente relación [166]:

$$\Delta n = \frac{\gamma \lambda}{2\pi \sin \phi} \quad (6.6)$$

Donde  $\phi$  es el desfase de la red. En nuestro experimento el desfase no ha sido medido pero se puede suponer que es cercano a  $90^\circ$  dado que en la configuración de reflexión domina la difusión. El valor de  $\Delta n$  obtenido es  $\Delta n \sim 5 \times 10^{-5}$ . Este valor es más alto que el calculado sin considerar las pérdidas de propagación en la sección anterior. Incluso es ligeramente mayor al obtenido en la configuración por transmisión donde el coeficiente involucrado es  $r_{33}$ .

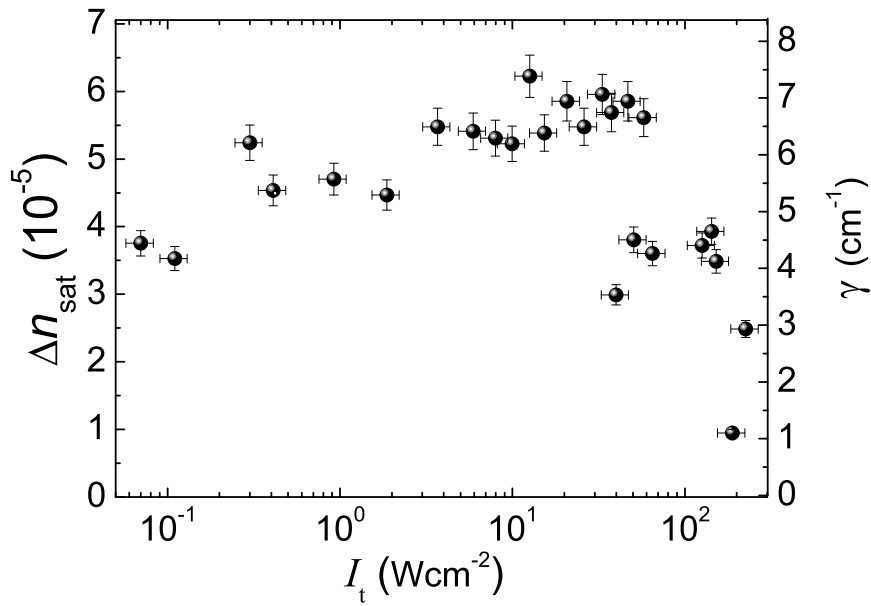


Figura 6.7: Cambio de índice de refracción  $\Delta n_{sat}$  y el coeficiente de amplificación  $\gamma$  en función de la intensidad  $I_t = I_1 + I_2$  para la guía por irradiación iónica en configuración de reflexión.

Finalmente, para investigar el papel de la intensidad de índice grabado y en  $\gamma$ , se ha repetido la determinación de  $\gamma$  y  $\Delta n$  en función de la intensidad total saliente de la guía  $I_t = I_1 + I_2$ . Los resultados se presentan en la figura 6.7. Se observa una región de crecimiento de  $\Delta n$  seguida de un decrecimiento debido a probablemente a la activación del segundo centro. En cualquier caso, los resultados hay que tomarlos con cierta precaución pues hemos asumido, sin una justificación muy rigurosa, un desfase constante  $\phi \simeq 90^\circ$ .

En resumen, ha sido posible estimar el cambio de índice de refracción en la guías de irradiación iónica a pesar de las altas pérdidas de propagación. Los valores obtenidos son bastante altos siendo prometedores para la creación de dispositivos tales como espejos de Bragg o filtros interferenciales. Además, la configuración en reflexión nos ha permitido desarrollar un método para determinar el coeficiente de amplificación de la red y las pérdidas de propagación en una guía de onda planar.

## 6.4. Daño óptico en guías por irradiación.

Aquí abordaremos la primera caracterización de estas guías respecto al daño. Como en el capítulo 4 distinguiremos dos tipos de medidas: intensidad umbral y distorsión del perfil espacial del haz para  $I$  superior al umbral.

### 6.4.1. Intensidad umbral de daño.

Se va a estudiar por primera vez los umbrales de daño para guías por irradiación con el método propuesto en este trabajo desarrollado en el capítulo 4. En este estudio se han utilizado guías irradiadas con  $F^{4+}$  a 20 MeV con una fluencia de  $4 \times 10^{14}$  átomos en corte  $x$ . Para estas guías se miden dos umbrales correspondientes a la propagación de modos con polarización TE y TM.

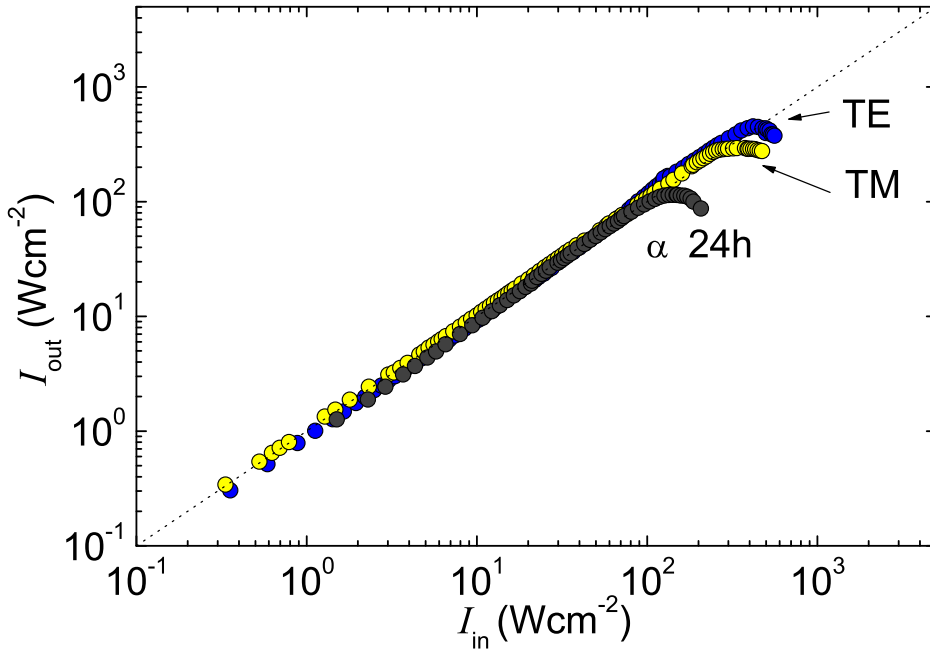


Figura 6.8: Intensidad desacoplada de la guía, que pasa a través del diafragma  $I_{out}$  frente a la intensidad acoplada en la guía  $I_{in}$ , para los modos TE y TM de una guía por irradiación en corte  $x$ . A efectos de comparación se incluye la curva correspondiente para una guía en fase alfa de 24 h.

En la figura 6.8 se muestra las curvas características del daño para una guía corte  $x$  tanto con polarización TE como TM y a efectos de comparación se incluye la curva de daño de una guía en fase alfa corte  $x$ . Las intensidades umbrales son  $\sim 250 Wcm^{-2}$  para el modo TM ( $n_o$ ) y  $\sim 420 Wcm^{-2}$  para el TE ( $n_e$ ). Estos valores son algo mayores a los observados en la guía en fase alfa sobre corte  $x$ , lo que indica que este tipo de guías tienen una buena resistencia al daño.

### 6.4.2. Degradación del perfil de intensidad del haz.

Con el fin de extender también el estudio del daño a las características de la propagación no lineal de los haces, se ha estudiado el perfil del haz de salida en una guía por irradiación ( $F^{4+}$ , 20 MeV,  $4 \times 10^{14}$  ion  $cm^{-2}$ ) sobre corte  $x$  con el mismo montaje experimental que el

usado en guías en fase alfa (sección 4.2, Fig. 4.1). En la figura 6.9 (a) se muestra la forma del haz de salida sobre el perfilometro para distintas intensidades. El primer *spot* ( $I = 20 \text{ Wcm}^{-2}$ ) corresponde a una intensidad menor a la del umbral donde no se observa deformación del haz. Los *spots* siguientes muestran tanto un ensanchamiento como un desplazamiento progresivos en el plano de la guías que aumentan con la intensidad. El efecto se aprecia mejor en la figura 6.9 (b) donde se presentan perfiles de los *spots* a las intensidades  $I = 20, 600$  y  $1100 \text{ Wcm}^{-2}$ . Se puede observa, en ambas figuras, que a intensidades cerca del umbral el perfil se ensancha pero el haz mantiene su forma, mientras que a mayores intensidades hay una marcada asimetría y un desarrollo de un perfil ruidoso significativo.

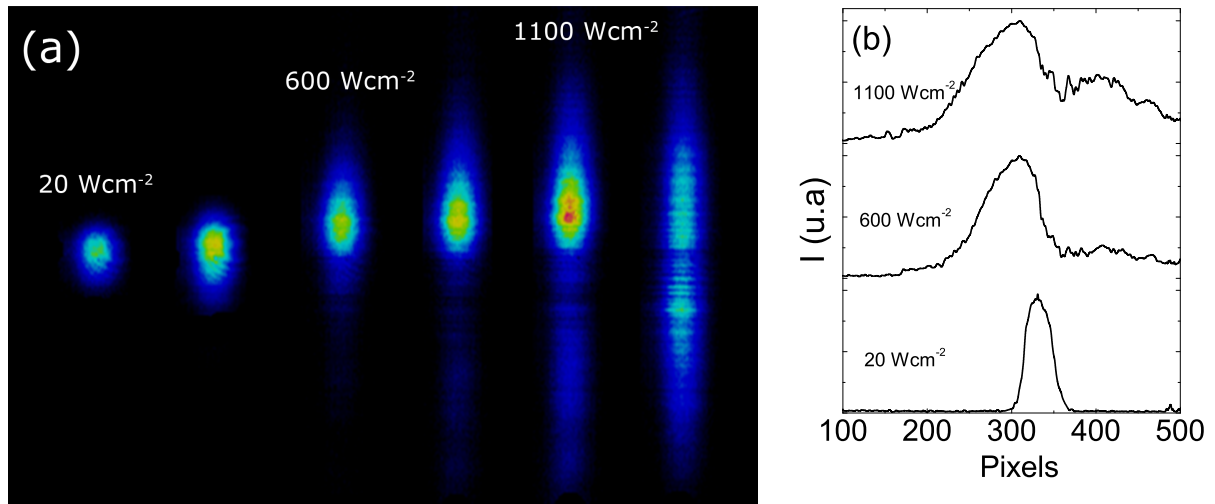


Figura 6.9: Imágenes de los *spots* (a) y perfiles de intensidad del haz desacoplado (b) medidos en el perfilometro para distintas intensidades promedio de haz indicadas en la figura.

Tanto el desplazamiento del haz como su posterior fuerte distorsión puede estar relacionada a las altas pérdidas de estas guías ( $\sim 8 \text{ dB cm}^{-1}$ ) a consecuencia del proceso de fabricación. Las altas pérdidas implican mayor ruido óptico y por tanto intensifican el proceso de amplificación paramétrica.

Llama la atención que en estas guías no se observa el proceso de filamentación probablemente porque queda enmascarado por los procesos de amplificación asimétrica por mezcla de dos ondas. En cualquier caso, sería un aspecto a estudiar con más profundidad en experimentos futuros.

## 6.5. Conclusiones

En este capítulo se ha caracterizado por primera vez la respuesta holográfica de la guías por irradiación iónica, obteniéndose las siguientes conclusiones

- Las guías por irradiación iónica sobre sustratos no dopados presentan un cambio de índice de refracción de saturación del orden de  $\sim 5 \times 10^{-5}$ , que resulta bastante alto teniendo en cuenta que no hay dopaje intencional del material.
- En el caso de la configuración por reflexión, el cambio de índice es del mismo orden ( $\sim 4.5 \times 10^{-5}$ ), mostrando buenas posibilidades para diseñar espejos Bragg y filtros interferenciales.
- El valor de la vida media de los hologramas es de  $2.5 \times 10^4$  s, comparable e incluso algo mayor que el de las guías en fase alfa de 14 h. La conductividad de oscuridad tiene un valor del orden de  $\sigma_D \sim 1 \times 10^{-16} \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$ .
- Por último, los datos obtenidos indican una resistencia al daño algo superior a la de las guías en fase alfa.

En general, podemos concluir que nuestros resultados muestran que las guías por irradiación iónica presentan unas muy prometedoras prestaciones fotorrefractivas aunque es necesario profundizar en su caracterización. En particular, y partiendo de guías en que se hayan reducido las pérdidas, como ya se esta consiguiendo en el momento de acabar la tesis, se debería medir el cambio de índice de refracción en función de la intensidad y las posibilidades de fijado térmico.



# Capítulo 7

## Discusión global y conclusiones.

Para concluir esta memoria, se presenta este último capítulo en el que se hace una breve discusión sobre las aportaciones de la tesis bajo una visión de conjunto, incluyendo un resumen de las conclusiones más relevantes del trabajo.

### 7.1. Discusión global.

En este trabajo, se ha realizado una amplia caracterización experimental y se ha desarrollado de un modelo teórico válido sobre los fenómenos fotorrefractivos en guías que ya han sido descritos en detalle en los capítulos previos. Sin embargo, conviene discutirlos de manera conjunta con el fin de dar una visión global de estas aportaciones a la caracterización y a la comprensión de los fenómenos fotorrefractivos en guías de onda, en particular, y en el niobato de litio, en general.

En cuanto a la caracterización experimental, se ha obtenido un conjunto muy amplio de datos entre los que destaca el estudio sistemático y exhaustivo del papel de la intensidad luminosa en distintos fenómenos fotorrefractivos en guías planas en fase alfa. Entre ellos, la red de índice de refracción en grabado holográfico, la aparición de daño óptico en experimentos de un solo haz y la fenomenología originada en la propagación no lineal del haz en la guía. En este último caso, se han realizado experimentos originales sobre el perfil luminoso del haz que aportan nueva información sobre el fenómeno. Por otro lado, se ha caracterizado, por primera vez, la influencia en el daño óptico de otros aspectos como el estado de reducción de las impurezas fotorrefractivas o la influencia de determinadas configuraciones geométricas de la guía.

Ante el fracaso de los modelos vigentes para describir muchos de los resultados de este trabajo y de otros anteriores (especialmente las dependencias con la intensidad luminosa), se

ha desarrollado un modelo teórico de dos centros fotorrefractivos (Fe y Nb<sub>Li</sub>) que clarifica y cuantifica la contribución fundamental del antisitio en el daño fotorrefractivo. Cabe destacar el excelente acuerdo de las predicciones del modelo con los datos experimentales de este trabajo usando los valores obtenidos para los parámetros. También se han podido reproducir cualitativamente, e incluso semi-cuantitativamente, datos de otros autores en otro tipo de guías y en volumen.

En general, la conjunción de la caracterización experimental y el modelo teórico ha conducido a establecer un marco global que permite explicar y situar la variada fenomenología asociada al daño fotorrefractivo (umbrales de daño, cambios de índice, autodesfocalización del haz y degradación por amplificación paramétrica de ruido óptico). En este contexto, se clarifican los mecanismos físicos involucrados y la influencia de distintos parámetros experimentales del material ( $I$ ,  $T$ , [Fe] y [Nb<sub>Li</sub>]) en los distintos fenómenos. Conviene indicar que este modelo de dos centros ya se ha aplicado recientemente por otros autores [167] a la descripción del fenómeno de la propagación solitónica en niobato de litio puro, pudiendo explicar datos que tampoco concordaban con el modelo estándar de un centro. Esto refuerza la necesidad y el amplio rango de aplicabilidad del modelo.

Finalmente, el trabajo aborda la caracterización de la respuesta fotorrefractiva en las nuevas guías de onda fabricadas por irradiación con iones de alta energía. Los datos obtenidos demuestran que sus posibilidades en grabado holográfico, así como su resistencia al daño, son similares a otras guías de niobato de litio, aunque hay que tener en cuenta que todavía no están optimizadas. Estos resultados, junto con el hecho de que las guías en sí mismas presentan un salto de índice de refracción muy alto (de 0.1 y 0.2 para polarización extraordinaria y ordinaria respectivamente), convierte a las guías por irradiación en candidatas ventajosas para aplicaciones fotorrefractivas o que requieran bajo daño. A continuación se presentan, de manera concisa, las conclusiones concretas más relevantes de esta tesis.

## 7.2. Conclusiones.

- Se ha determinado la dependencia del cambio de índice de refracción con la intensidad de luz en guías de onda por intercambio protónico en fase alfa. Esta dependencia es función del estado de reducción de las impurezas residuales de Fe. El valor máximo del  $\Delta n$  encontrado para todas las guías es del orden de  $2 \times 10^{-5}$ .
- Se ha determinado experimentalmente la conductividad de oscuridad en varias guías en fase alfa. La conductividad de oscuridad es alta en comparación con la del volumen y del mismo orden que la de otros tipos de guías de onda (difusión de Ti, APE, etc).

- Se han caracterizado experimentalmente los umbrales de daño de las guías en fase alfa, variando diferentes condiciones experimentales: dopaje con Mg, temperatura, configuración geométrica y longitud de propagación. En general, los umbrales de daño son del orden de  $200 \text{ Wcm}^{-2}$ . Esta caracterización nos permite determinar las mejores condiciones para aumentar la resistencia al daño.
- Se ha caracterizado experimentalmente el perfil de intensidad del haz propagado en una guía en fase alfa en función de la intensidad. En esta caracterización, aparecen distintos regímenes que muestran comportamientos diferentes: autodifracción, filamentación (que no había sido identificada previamente) y daño catastrófico sólo en corte  $x$ .
- Por otro lado, se ha desarrollado un modelo teórico de dos centros fotorrefractivos que explica, cualitativa y cuantitativamente, los distintos datos experimentales. En particular, mediante la aplicación de este modelo, se ha llegado a las siguientes conclusiones:
  - Hemos demostrado que el crecimiento de  $\Delta n_{sat}(I)$ , en la región donde aparece el daño, no se debe a la conductividad de oscuridad, como sugieren diversos autores para otras guías, sino a la presencia de un segundo centro activo, el  $\text{Nb}_{\text{Li}}$ , que aumenta la corriente fotovoltaica y satura la conductividad de oscuridad de las guías.
  - Se ha explicado el funcionamiento de los distintos métodos de inhibición del daño, tales como el aumento de la estequiometría y de la temperatura.
  - Se han reproducido los comportamientos no lineales de autodesfocalización y filamentación de los haces en su propagación bajo daño óptico.
  - Se ha obtenido un fuerte aumento del coeficiente de amplificación  $\Gamma$  con la intensidad en la región de intensidades moderadas y altas que *dispara* la amplificación por mezcla de ondas explicando el daño catastrófico.
- Por último, se han caracterizado las propiedades fotorrefractivas básicas de las guías fabricadas por irradiación iónica, donde se ha determinado un cambio de índice del orden de  $4 \times 10^{-5}$ , y un umbral de daño alto en comparación con las guías en fase alfa estudiadas. Estos resultados sugieren que estas guías presentan buenas prestaciones para futuras aplicaciones. Además, se ha comprobado la viabilidad de aplicación de la fabricación de reflectores Bragg sobre estas guías.



# Publicaciones

Los diferentes resultados obtenidos en esta tesis han sido publicados en diversos artículos que son presentados a continuación:

- A.1 *Photorefractive nonlinear single beam propagation in LiNbO<sub>3</sub> waveguides above the optical damage threshold*, J. Villarroel, O. Caballero-Calero, B. Ramiro, A. Alcázar, A. García-Cabañes and M. Carrascosa. Optical Materials (2010).
- A.2 *Analysis of photorefractive optical damage in lithium niobate: application to planar waveguides*, J. Villarroel, M. Carrascosa, A. García-Cabañes, O. Caballero-Calero, M. Crespillo y J. Olivares. Optics Express 18, p20852-20861 (Septiembre 2010).
- A.3 *Photorefractive response and optical damage of LiNbO<sub>3</sub> optical waveguides produced by swift-heavy ion irradiation*, J. Villarroel, M. Carrascosa, A. García-Cabañes, O. Caballero-Calero, M. Crespillo and J. Olivares. Applied Physics B 95 3 p429 - 433 (Mayo 2009).  
Citas: 3.
- A.4 *Correlation between photorefractive index changes and optical damage thresholds in z-cut proton-exchanged-LiNbO<sub>3</sub> waveguides* F. Luedtke, J. Villarroel, A. García-Cabañes, K. Buse, and M. Carrascosa, Optics Express 17 658-665 (Enero 2009).  
Citas: 2.
- A.5 *Mach-Zender method for optical damage characterization of planar waveguides* F. Luedtke, J. Villarroel, A. García-Cabañes, M. Carrascosa, H. Steigerwald and K. Buse. Ferroelectrics 390 41-47 (Enero 2009).  
Citas: 1.
- A.6 *Influence of the geometrical configuration on optical damage of LiNbO<sub>3</sub> planar waveguides* J. Villarroel, O. Caballero-Calero, M. Carrascosa, A. García-Cabañes and J. M. Cabrera. Ferroelectrics 390 36-40 (Enero 2009).

A.7 *Light intensity dependence of holographic response and dark decays in  $\alpha$ -phase PE:LiNbO<sub>3</sub> waveguides* J. Villarroel, M. Carrascosa, A. García-Cabañes and J M Cabrera. Journal of Optics A: Pure and Applied Optics 10 104008 (Octubre 2008).

Citas: 6.

A.8 *Light Intensity Effects in Photorefractive  $\alpha$ -Phase PE-LiNbO<sub>3</sub> Waveguides*, J. Villarroel, M. Carrascosa, J. Carnicero, A. García-Cabañes and J. M. Cabrera. RIAO/OPTILAS 2007: 6th Ibero-American Conference on Optics (RIO) 9th Latin-American Meeting on Optics, Lasers and Applications (OPTILAS). AIP Conference Proceedings, Volume 992, pp. 344-349 (2008).

A.9 *Understanding light intensity thresholds for catastrophic optical damage in LiNbO<sub>3</sub>*, M. Carrascosa, J. Villarroel, J. Carnicero, A. García-Cabañes, y J. M. Cabrera. Optics Express 16 115, (Enero 2008).

Citas: 13.

Por otro lado, el trabajo de investigación realizado ha generado el siguiente artículo, aunque este no aborda directamente los aspectos tratados en esta tesis.

B.1 *Periodic poling of optical waveguides produced by swift-heavy ion irradiation in LiNbO<sub>3</sub>*, O. Caballero-Calero, A. García-Cabañes, M. Carrascosa, F. Agulló-López, J. Villarroel, M. Crespillo and J. Olivares. Applied Physics B 95 3 p435. (Mayo 2009).

Citas: 2.

## Bibliografía

- [1] W. Phillips, J. J. Amodei, and D. L. Staebler. Optical and holographic storage properties of transition metal doped lithium niobate. *RCA Review*, 33:95, 1972.
- [2] L. Arizmendi. Photonic applications of lithium niobate crystals. *Phys. Status Solidi*, 201:253, 2004.
- [3] P. Hertel and H. P. Menzler. Improved inverse WKB method procedure to reconstruct refractive index profiles of dielectric planar waveguides. *Appl. Phys. B*, 44:75–80, 1987.
- [4] P. Mathey and P. Julien. Numerical analysis of a WKB inverse method in view of index profile reconstruction in diffused waveguides. *Optics Comm.*, 122:127–134, 1996.
- [5] J. M. White and P. F. Heidrich. Optical waveguide refractive index profiles determined from measurements of mode indices: A simple analysis. *Appl. Opt.*, 15:151–155, 1976.
- [6] P. J. Chandler and F. L. Lama. A new approach to the determination of planar waveguide by mean of a non-stationary mode index calculation. *J. Mod. Opt.*, 33:127 – 143, 1986.
- [7] J. F. Offersgaard, T. Veng, and R. Skettrup. Accurate method of determining the refractive-index profiles of planar waveguides in uniaxial media with the optical axis normal to the surface. *Appl. Opt.*, 35:2602–2609, 1996.
- [8] D. Sarid. High efficiency input-output prism waveguide coupler: an analysis. *Appl. Opt.*, 18:2921–2926, 1979.
- [9] J. Rams, A. Tejeda, and J. M. Cabrera. Refractive indices of rutile as a function of temperature and wavelength. *J. Appl. Phys.*, 82:994, 1997.
- [10] O. Caballero-Calero, J. Carnicero, A. Alcázar, G. Paliza, A. García-Cabañes, M. Carrascosa, and J. M. Cabrera. Light-intensity measurements in optical waveguides using prism couplers. *J. Appl. Phys.*, 102:4509, 2007.
- [11] B. T. Matthias and J. P. Remeika. Ferroelectricity in the ilmenite structure. *Phys. Rev.*, 76:1886, 1949.
- [12] A. A. Ballman. Growth of piezoelectric and ferroelectric materials by Czochralski technique. *J. Am. Ceram. Soc.*, 48:112, 1965.
- [13] J. G. Bergman, A. Ashkin, A. A. Ballman, Dziedzic J. M, H. V. Levinstein, and R. G. Smith. Curie temperature, birefringence and phase-matching temperature variations in  $\text{LiNbO}_3$  as a function of melt stoichiometry. *Appl. Phys. Lett.*, 12:92–94, 1968.

- [14] K. Nassau, H. J. Levinstein, and G. M. Loiacono. Ferroelectric lithium niobate. i. growth, domain structure, dislocations and etching. *J. Phys. Chem. Solids*, 27:983–988, 1966.
- [15] R. S. Weis and T. K. Gaylord. Lithium niobate: Summary of physical properties and crystal structure. *Appl. Phys. A*, 37:191–203, 1985.
- [16] U. Schlarb and K. Betzler. Refractive indices of lithium niobate as a function of temperature, wavelength, and composition: A generalized fit. *Phys. Rev. B*, 48:15613–15620, 1993.
- [17] L. Galambos, S. S. Orlov, L. Hesselink, Y. Furukawa, K. Kitamura, and S. Takekawa. Doubly doped stoichiometric and congruent lithium niobate for holographic data storage. *J. of Crystal Growth*, 229(1-4):228 – 232, 2001.
- [18] L. Kovacs and K. Polgar. Density measurements on  $\text{LiNbO}_3$  crystals confirming Nb substitution for Li. *Cryst. Res. Technol.*, 21:K101–K104, 1986.
- [19] R. V. Schmidt and I. P. Kaminow. Metal-diffused optical waveguides in  $\text{LiNbO}_3$ . *Appl. Opt. Lett.*, 25:458, 1974.
- [20] V. Gericke, P. Hertel, E. Krätzig, J. P. Nisius, and R. Sommerfeld. Light-induced refractive index changes in  $\text{LiNbO}_3\text{:Ti}$  waveguides. *Appl. Phys. B*, 44:155, 1987.
- [21] D. Kip. Photorefractive waveguides in oxide crystals: fabrication, properties and applications. *Appl. Phys. B*, 67:131–150, 1998.
- [22] E. Cantelar, G.A. Torchia, J. A. Sanz-García P. Pernas, G. Lifante, and F. Cussó. Red, green, and blue simultaneous generation in aperiodically poled Zn-diffused  $\text{LiNbO}_3\text{:Er}^{3+}/\text{Yb}_{3+}$  nonlinear channel waveguides. *Appl. Phys. Lett.*, 83:2991, 2003.
- [23] M. Domenech and G. Lifante. Continuous-wave laser operation at  $1.3\ \mu\text{m}$  in  $\text{Nd}^{3+}$ -doped Zn: $\text{LiNbO}_3$  channel waveguides. *Appl. Phys. Lett.*, 84:3271, 2004.
- [24] C. Canali, A. Carnera, G. D. Mea, P. Mazzoldi, S. M. Al Shukri, A. C. G. Nutt, and R. M. De la Rue. Structural characterization of proton exchanged  $\text{LiNbO}_3$  optical waveguides. *J. Appl. Phys. B*, 59:2643–2649, 1986.
- [25] Y. N. Korkishko and V. A. Fedorov. Structural phase diagram of  $\text{H}_x\text{Li}_{1-x}\text{NbO}_3$  waveguide: The correlation between optical and structural properties. *J. Select. Topics in Quantum Electr.*, 2:187–196, 1996.
- [26] C. E. Rice. The structure and properties of  $\text{Li}_{1-x}\text{H}_x\text{NbO}_3$ . *J. Sol. State Chem.*, 64:188–199, 1986.



- [27] J. M. Cabrera, J. Olivares, M. Carrascosa, J. Rams, R. Muller, and E. Dieguez. Hydrogen in lithium niobate. *Advances in Physics*, 45:349–392, 1996.
- [28] T. Fujiwara, X. Cao, R. Srivastava, and R. V. Ramaswamy. Photorefractive effect in annealed proton-exchanged LiNbO<sub>3</sub> waveguides. *Appl. Phys. Lett.*, 61:743, 1992.
- [29] F. Chen, X. L. Wang, and K. M. Wang. Development of ion-implanted optical waveguides in optical materials: A review. *Opt. Mat.*, 29:1523 – 1542, 2007.
- [30] P. D. Townsend, P. J. Chandler, and L. Zhang. *Optical Effects of Ion Implantation*. P. D. Townsend and P. J. Chandler and L. Zhang, Cambridge, 1994.
- [31] C. Rosso, P. Moretti, C. Galez, J. Mugnier, D. Barbier, and J. Bouillot. Lithium iodate planar waveguides by proton implantation. *Opt. Mat.*, 8:237 – 241, 1997.
- [32] H. Hu, F. Lu, F. Chen, F. X. Wang, J. H. Zhang, X. D. Liu, K. M. Wang, and B. R. Shi. Optical waveguide formation by MeV H<sup>+</sup> implanted into LiNbO<sub>3</sub> crystal. *Opt. Commun.*, 177(1-6):189 – 193, 2000.
- [33] J. Y. C. Wong, L. Zhang, G. Kakarantzas, P. D. Townsend, P. J. Chandler, and L. A. Boatner. Ion-implanted optical waveguides in KTaO<sub>3</sub>. *J. Appl. Phys.*, 71:49, 1992.
- [34] F. Chen. Photonic guiding structures in lithium niobate crystals produced by energetic ion beams. *J. Appl. Phys.*, 106:081101, 2009.
- [35] J. Olivares, A. García-Navarro, A. Mendeéz, F. Agulló-López, G. García, A. García-Cabañes, and M. Carrascosa. Novel optical waveguides by in-depth controlled electronic damage with swift ions. *Nuclear Instr. and Methods in Phys. Res. B*, 257:765–770, 2007.
- [36] A. Mendez, G. De La Paliza, A. García-Cabañes, and J. M. Cabrera. Comparison of the electro-optic coefficient  $r_{33}$  in well-defined phases of proton exchanged LiNbO<sub>3</sub> waveguides. *Appl. Phys. B*, 73:485–488, 2001.
- [37] J. Rams, J. Olivares, and J. M. Cabrera. High-index proton-exchanged waveguides in Z-cut LiNbO<sub>3</sub> with undegraded nonlinear optical coefficients. *Appl. Phys. Lett.*, 70:2076–2078, 1997.
- [38] Juaquin Rams. *Caracterizacion y fabricacion de guias de onda por intercambio protonico en LiNbO<sub>3</sub>*. PhD thesis, Universidad Autonoma de Madrid, 1998.
- [39] Jose Olivares. *Guias de onda planares en LiNbO<sub>3</sub> por intercambio protonico*. PhD thesis, Universidad Autonoma de Madrid, 1994.
- [40] Ángel Alcázar de Velasco. *Daño óptico en guías de onda PE:LiNbO<sub>3</sub>*. PhD thesis, Universidad Autónoma de Madrid, 2004.

- [41] J. Carnicero, M. Carrascosa, A. Mendez, A. García-Cabañes, and J. M. Cabrera. Optical damage control via the  $\text{Fe}^{2+}/\text{Fe}^{3+}$  ratio in proton-exchanged  $\text{LiNbO}_3$  waveguides. *Opt. Lett.*, 32:2294, 2007.
- [42] F. Lu, T. Zhang, X. Wang, S. Li, K. Wang, D. Shen, and H. Ma. Formation of waveguides by implantation of 3.0 MeV  $\text{Ni}^{2+}$ . *J. Appl. Phys.*, 96:3463–3466, 2004.
- [43] A. García-Navarro, F. Agulló-López, M. Bianconi, J. Olivares, and G. García. kinetics of ion-beam damage in lithium niobate. *J. Appl. Phys.*, 101:083506, 2007.
- [44] H. Hu, F. Lu, F. Chen, B. Shi, K. Wang, and Ding-Yu Shen. Monomode optical waveguide in lithium niobate formed by MeV  $\text{Si}^+$  ion implantation. *J. Appl. Phys.*, 89:5224–5226, 2001.
- [45] G. G. Bentini, M. Bianconi, M. Chiarini, L. Corraera, C. Sada, P. Mazzoldi, N. Argiolas, M. Bazzan, and R. Guzzi. Effect of low dose high energy  $\text{O}^{3+}$  implantation on refractive index and linear electro-optic properties in x-cut  $\text{LiNbO}_3$ : Planar waveguide formation and characterization. *J. Appl. Phys.*, 2002:6477–6483, 92.
- [46] J. Olivares, G. García, A. García-Navarro, F. Agulló-López, O. Caballero, and A. García-Cabañes. Generation of high-confinement step-like optical waveguides in  $\text{LiNbO}_3$  by swift heavy ion-beam irradiation. *Appl. Phys. Lett.*, 86:183501, 2005.
- [47] A. Ashkin, G. D. Boyd, J. M. Dziedzic, R. G. Smith, A. A. Ballman, J. J. Levinstein, and K. Nassau. Optically-induced refractive index inhomogeneities in  $\text{LiNbO}_3$  and  $\text{LiTaO}_3$ . *Appl. Phys. Lett.*, 9:72, 1966.
- [48] F. S. Chen. A laser-induced inhomogeneities of refractive index in KTN. *J. Appl. Phys.*, 40:3389–96, 1967.
- [49] F. S. Chen, R. T. Danton, K. Nassau, and A. A. Ballman. Optical memory planes using  $\text{LiNbO}_3$  and  $\text{LiTaO}_3$ . *Proc. IEEE*, 56:782–783, 1968.
- [50] F. S. Chen, J. T. LaMacchia, and D. B. Fraser. Holographic storage in lithium niobate. *Appl. Phys. Lett.*, 13:223–225, 1968.
- [51] F. S. Chen. Optically induced change of refractive indices in  $\text{LiNbO}_3$  and  $\text{LiTaO}_3$ . *J. Appl. Phys.*, 40:3389, 1968.
- [52] J. J. Amodio. Electron diffusion effects during hologram recording in crystals. *Appl. Phys. Lett.*, 18:22, 1971.
- [53] A. M. Glass, D. Von der Linde, and T. J. Negran. High-voltage bulk photovoltaic effect and the photorefractive process in  $\text{LiNbO}_3$ . *Appl. Phys. Lett.*, 25:233, 1974.

- [54] N. Kukhtarev, V. Markov, and S. Odulov. Transient energy transfer during hologram formation in  $\text{LiNbO}_3$  in external electric field. *Opt. Commun.*, 23:338–343, 1977.
- [55] N. V. Kukhtarev, V. Markov, S. G. Odulov, M. S. Soskin, and V. L. Vinetskii. Holographic storage in electrooptic crystal I. Steady state. *Ferroelectrics*, 22:949–961, 1979.
- [56] N. V. Kukhtarev, V. Markov, S. G. Odulov, M. S. Soskin, and V. L. Vinetskii. Holographic storage in electrooptic crystal II. Beam couplig - light amplification. *Ferroelectrics*, 22:961–964, 1979.
- [57] M. Carrascosa and F. Agulló-López. Kinetics for optical erasure of sinusiodal holographic gratins in photorefractive materials. *IEEE J. Quantum Electron.*, 22:1369–1375, 1986.
- [58] M. Carrascosa, F. Agullo-Lopez, G. Montemezzani, and P. Gunter. Photorefractive gratings generated by band-gap excitation: Application to  $\text{KNbO}_3$ . *Appl. Opt. B*, 72:697–700, 2001.
- [59] E. Serrano, V. Lopez, M. Carrascosa, and F. Agullo-Lopez. Steady-state photorefractive gratings in linbo3 for strong light modulation depths. *IEEE J. Quantum Electron.*, 30:875 – 880, 1994.
- [60] E. Serrano, V. Lopez, M. Carrascosa, and F. Agullo-Lopez. Recording and erasure kinetics in photorefractive materials at large modulation depths. *J. Opt. Soc. Am. B*, 11:670–675, 1994.
- [61] L. Solymar, D. J. Webb, and A. Grunnet-Jepsen. *The physics and application of photorefractive materials*. Oxford University Press, Oxford, 1996.
- [62] Y. Yang, D. Psaltis, M. Luennemann, D. Berben, U. Harrtwig, and K. Buse. Photorefractive properties of lithium niobate crystals doped with manganese. *J. Opt. Soc. Am. B*, 20:1491, 2003.
- [63] E. Kratzig. Photorefractive effects and photoconductivity in  $\text{LiNbO}_3\text{:Fe}$ . *Ferroelectrics*, 21:635–636, 1978.
- [64] F. Agullo-Lopez, G. F. Calvo, and M. Carrascosa. Fundamentals of photorefractive phenomena. In P. Günter and J. P. Huignard, editors, *Photorefractive Materials and their Applications I*. Springer, 2006.
- [65] K. Buse, F. Jermann, and E. Kratzig. Infrared holographic recording in  $\text{LiNbO}_3\text{-Cu}$ . *Appl. Phys. A*, 58:191–195, 1994.

- [66] J. B. Thaxter. Electrical control oh holographic storage in strontium-barium-niobate. *Appl. Phys. Lett.*, 15:210–210, 1969.
- [67] A. M. Glass, D. Von der Linde, D. H. Auston, and T. J. Negran. *J. Electron. Mat.*, 4:815, 1975.
- [68] A. E. Krumins and P. Gunter. *Phys. Stat. Sol.*, 55:K185, 1979.
- [69] Mercedes Carrascosa Rico. *Nuevas Contribuciones al Tratamiento Teórico del Efecto Fotorrefractivo*. PhD thesis, Universidad Autónoma de Madrid, 1988.
- [70] M. Carrascosa and F. Agulló-López. Optimization of the developing for fixed gratings in LiNbO<sub>3</sub>. *Opt. Commun.*, 126:240, 1996.
- [71] H. G. Festl, P. Hertel E. Krätzig, and R. Von Baltz. Investigations of the photovoltaic tensor in doped LiNbO<sub>3</sub>. *Phys. Stat. Sol. B*, 113:157, 1982.
- [72] D. M. Kim J. G. Gallagher, T. A. Rabson, and F. K Tittel. intensity enhanced bulk photovoltaic effects in LiNbO<sub>3</sub>:Fe. *Appl. Phys.*, 17:413–416, 1978.
- [73] M. Simon, St. Wevering, K. Buse, and E. Kratzig. The bulk photovoltaic effect of photorefractive LiNbO<sub>3</sub>:Fen crystals at high light intensities. *J. Phys. D*, 30:144–149, 1997.
- [74] G. de la Paliza, O. Caballero-Calero, A. García-Cabañes, M. Carrascosa, and J. M. Cabrera. Superlinear photovoltaic currents in proton exchanged LiNbO<sub>3</sub> waveguides. *Appl. Phys. B*, 76:555–559, 2003.
- [75] J. Carnicero, O. Caballero-Calero, M. Carrascosa, and J. M. Cabrera. Superlinear photovoltaic currents in LiNbO<sub>3</sub> analyses under the two-center model. *Appl. Phys. B*, 79:351–358, 2004.
- [76] E. Jermann and J. Otten. Light-induced charge transport in LiNbO<sub>3</sub>:Fe at high light intensities. *J. Opt. Soc. Am. B*, 10:2085–2092, 1993.
- [77] F. Agulló-López, J. M. Cabrera, and F. Agulló-Rueda. *Electrooptics: Phenomena, Materials and Applications*. Academic Press Inc., San Diego. CA (USA), 1994.
- [78] José Manuel Cabrera, Fernando Agulló-López, and Fernando Jesús López. *Óptica Electromagnetica II: Materiales y Aplicaciones*. Addison-Wesley/Universidad Autónoma de Madrid, Madrid, 1999.
- [79] A. Mendéz, A. García-Cabañes, M. Carrascosa, and J. M. Cabrera. Photorefractive charge compensation in  $\alpha$ -phase proton-exchange LiNbO<sub>3</sub> waveguide. *J. Opt. Soc. Am. B*, 17:1412–1419, 2000.

- [80] V. E. Wood, P. J. Cressman, R. L. Holman, and C. M. Verber. Photorefractive effects in waveguides. In P. Günter and J. P. Huignard, editors, *Photorefractive materials and their applications 2*, pages 45–100. Springer, 1989.
- [81] P.G. Kazansky. Photoinduced conversion of radiation polarization in integrated optics components based on  $\text{LiNbO}_3$ . *IEEE J. Quantum Electron.*, 25:736, 1989.
- [82] D. Kip, R. Fink, T. Bartholomäus, and E. Krätzig. Coupling of orthogonally polarized waves in  $\text{LiNbO}_3$  optical wave-guides. *Opt. Commun.*, 95:33–38, 1993.
- [83] D. Kip, F. Rickermann, and E. Krätzig. Photorefractive recording by a special mechanism in planar  $\text{LiNbO}_3$  waveguides. *Opt. Lett.*, 20:1139, 1995.
- [84] T. Fujiwara, A. Terashima, and H. Mori. Photorefractive effect in Ti-diffused channel waveguides using  $\text{LiNbO}_3$  substrates with reduced optical absorption. *Appl. Phys. Lett.*, 55:2719, 1989.
- [85] A. D. Novikov, S. G. Odoulov, V. M. Shandarov, and S. M. Shandarov. *Sov. Phys. Tech. Phys.*, 33:969, 1988.
- [86] D. Kip, B. Gather, H. Bending, and E. Krätzig. Concentration and refractive index profiles of titanium- and iron-diffused planar  $\text{LiNbO}_3$  waveguides. *Phys. Stat. Solidi (a)*, 139:241–248, 1993.
- [87] A. M. Glass, I. P. Kaminow, A. A. Ballman, and D. H. Olson. Absorption loss and photorefractive-index changes in  $\text{Ti:LiNbO}_3$  crystals and waveguides. *Appl. Opt.*, 19:276–281, 1980.
- [88] Jesús Carnicero Gómez. *Niobio en sitio de litio y optimización del efecto fotorefractivo en guías de  $\text{LiNbO}_3$* . PhD thesis, Universidad Autónoma de Madrid, 2009.
- [89] J. Hukriede, D. Kip, and E. Krätzig. Thermal fixing of holographic gratings in planar  $\text{LiNbO}_3\text{:Ti:Fe}$  channel waveguides. *Appl. Phys. B*, 66:333–338, 1998.
- [90] C. Becker, A. Greiner, T. Oesselke, A. Pape, W. Sohler, and H. Suche. Integrated optical  $\text{Ti:Er:LiNbO}_3$  distributed Bragg reflector laser with a fixed photorefractive grating. *Opt. Lett.*, 23:1194–1196, 1998.
- [91] B. K. Das, H. Suche, and W. Sohler. Single-frequency  $\text{Ti:Er:LiNbO}_3$  distributed Bragg reflector waveguide laser with thermally fixed photorefractive cavity. *Appl. Phys. B*, 73:439–442, 2001.
- [92] E. Glavas, J.M. Cabrera, and P. D. Townsend. A comparison of optical damage in different types of  $\text{LiNbO}_3$  waveguides. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 22:611–616, 1989.

- [93] S. M. Kostritskii and P. Moretti. *Infrared Holography for Optical Communications Techniques, Materials, and Devices*, chapter Photorefractive Copper-Doped LiNbO<sub>3</sub> Waveguides for Holography Fabricated by a Combined Technique of Ion Exchange and Ion Implantation, pages 59 – 75. Springer, 2003.
- [94] A. Dazzi, P. Mathey, P. Lompre, P. Jullien, S. G. Odoulov, and P. Moretti. Unconventional beam amplification with photovoltaic and diffusion effects in a He<sup>+</sup>-implanted LiNbO<sub>3</sub>:Fe waveguide. *J. Opt. Soc. Am. B*, 16:256–261, 1999.
- [95] Y. Tan, F. Chen, X. L. Wang and L. Wang, V. M. Shandarov, and D. Kip. Formation of reconfigurable optical channel waveguides and beam splitters on top of proton-implanted lithium niobate crystals using spatial dark soliton-like structures. *J. Phys. D*, 41:102001, 2008.
- [96] Y. Tan, F. Chen, M. Stepic, V. Shandarov, and D. Kip. Reconfigurable optical channel waveguides in lithium niobate crystals produced by combination of low-dose O<sup>3+</sup> ion implantation and selective white light illumination. *Opti. Exp.*, 16:10465–10470, 2008.
- [97] F. Chen Y. Tan and D. Kip. Photorefractive properties of optical waveguides in Fe:LiNbO<sub>3</sub> crystals produced by O<sup>3+</sup> ion implantation. *Appl. Phys. B*, 94:467–471, 2009.
- [98] S. M. Kostritskii, O. G. Sevostyanov, and P. Moretti. Optimization of photorefractive LiNbO<sub>3</sub> waveguides fabricated by combined techniques of ion exchange and implantation. *Opt. Mat.*, 18:77, 2001.
- [99] S. M. Kostritskii, P. Moretti, and O. G. Sevostyanov. Holographic recording of microbragg reflectors in He-implanted Cu:LiNbO<sub>3</sub> waveguides by guided beams. In P. Delaye, C. Denz, L. Mager, and G. Montemezzani, editors, *Photorefractive Effects, Materials, and Devices in OSA Trends in Optics and Photonics*, volume 87, page 603. Optical Society of America, 2003.
- [100] P.G. Suchoski, T.K. Findakly, and F.J. Leonberger. Stable low-loss proton-exchanged LiNbO<sub>3</sub> waveguide devices with no electro-optic degradation. *Opt. Lett.*, 13:1050, 1988.
- [101] J. Rams and J. M. Cabrera. Preparation of proton-exchange LiNbO<sub>3</sub> waveguides in benzoic acid vapor. *J. Opt. Soc. Am. B*, 16:401, 1999.
- [102] D. Kip and M. Wesner. Optical damage resistance in lithium niobate. In P. Günter and J. P. Huignard, editors, *Photorefractive materials and their applications 1*, pages 165–203. Springer, 2007.
- [103] G. de la Paliza, J. Carnicero, A. García-Cabañes, M. Carrascosa, and J. M. Cabrera. Photorefractive fixing phenomena in  $\alpha$ -phase proton-exchange LiNbO<sub>3</sub> waveguide. *J. Opt. Soc. Am. B*, 22:2229–2236, 2005.

- [104] J. Carnicero, A. Mendez, M. Carrascosa, and A. García-Cabañes. Photorefractive  $\alpha$ -phase proton-exchanged LiNbO<sub>3</sub> waveguides prepared on iron-doped substrates. *Ferroelectrics*, 352:334–341, 2007.
- [105] R. Göring, Z. Yuan-Ling, and S. Steinberg. Photoconductivity and photovoltaic behaviour of LiNbO<sub>3</sub> and LiNbO<sub>3</sub> waveguides at high optical intensities. *Appl. Phys. A*, 55:97, 1992.
- [106] T. Fujiwara, R. Srivastava, X. Cao, and R. V. Ramaswamy. Comparison of photorefractive index change in proton-exchanged and Ti-diffused LiNbO<sub>3</sub> waveguides. *Opt. Lett.*, 18:346, 1993.
- [107] Y. Kondo, S. Miyaguchi, and Y. Fujii. Quantitatively measured photorefractive sensitivity of proton-exchanged lithium niobate, proton-exchanged magnesium oxide-doped lithium niobate, and ion-exchanged potassium titanyl phosphate waveguides. *Appl. Opt.*, 33:3348–3352, 1994.
- [108] K. Buse. Light-induced charge transport processes in photorefractive crystals I: Models and experimental methods. *Appl. Phys. B*, 64:273, 1997.
- [109] E. Cantelar, R. E. Di Paolo, J. A. Sanz-Garcia, P. I. Pernas, F. Jaque, G. Lifante, and F. Cusso. Second harmonic generation in Zn-diffused periodically poled LiNbO<sub>3</sub> channel waveguides. *Appl. Phys. B*, 73:515–517, 2001.
- [110] E. Pomarico, B. Sanguinetti, N. Gisin, R. Thew, H. Zbinden, G. Schreiber, A. Thomas, and W. Sohler. Waveguide-based OPO source of entangled photon pairs. *New J. Phys.*, 11:113042, 2009.
- [111] J. Feinberg. Asymmetric self-defocusing of an optical beam from the photorefractive effect. *J. Opt. Soc. Am.*, 72:46–51, 1982.
- [112] A. A. Zozulya, M. Saffman, and D. Z. Anderson. Propagation of light beams in photorefractive media: fanning, self-binding and formation of self-pumped four-wavemixing phase conjugation geometries. *Phys. Rev. Lett.*, 73:818–821, 1994.
- [113] A. Alcázar de V., J. Rams, J. M. Cabrera, and F. Agulló-López. Light-induced damage mechanisms in  $\alpha$ -phase proton-exchanged linbo<sub>3</sub>. *Appl. Phys. B*, 68:989–993, 1999.
- [114] N. Y. Kamber, G. Zhang, S. Liu, S. M. Mikha, and W. Haidong. Study of the self-defocusing in LiNbO<sub>3</sub>:Fe,Mg crystals. *Opt. Commun.*, 184:475–483, 2000.
- [115] M. Falk, T. Woike, and K. Buse. Reduction of optical damage in lithium niobate crystals by thermo-electric oxidation. *Appl. Phys. Lett.*, 90:847–849, 2007.

- [116] J. Rams, A. Alcázar de Velasco, M. Carrascosa, J.M. Cabrera, and F. Agulló-López. Optical damage inhibition and thresholding effects in lithium niobate above room temperature. *Opt. Commun.*, 178:211–216, 2000.
- [117] Y. Kong, J. Wen, and H. Wang. New doped lithium niobate crystal with high resistance to photorefractive: LiNbO<sub>3</sub>:In. *Appl. Phys. Lett.*, 66:280, 1995.
- [118] O. Caballero-Calero, A. Alcázar, A. García-Cabañes, J. M. Cabrera, and M. Carrascosa. Optical damage in x-cut proton exchanged LiNbO<sub>3</sub> planar waveguides. *J. Appl. Phys.*, 100:93103–107, 2006.
- [119] J. Jackel, A. M. Glass, G. E. Peterson, C. E. Rice, D. H. Olson, and J. J. Veselka. Damage-resistant LiNbO<sub>3</sub> waveguides. *J. Appl. Phys.*, 55:269–270, 1984.
- [120] V. E. Wood, N. F. Hartman C. M. Verber, and R. P. Kenan. Holographic formation of gratings in optical waveguiding layers. *J. Appl. Phys.*, 46:1214–1215, 1975.
- [121] M. Asobe, O. Tadanaga, T. Yanagawa, H. Itoh, and H. Suzuki. Reducing photorefractive effect in periodically poled ZnO- and MgO-doped LiNbO<sub>3</sub> wavelength converters. *Appl. Phys. Lett.*, 78:3163–3165, 2001.
- [122] D. A. Bryan, R. Gerson, and H. E. Tomaschke. Increased optical damage resistance in lithium niobate. *Appl. Phys. Lett.*, 44:847–849, 1984.
- [123] Shaolin Chen, Hongde Liu, Yongfa Kong, Ziheng Huang, Jingjun Xu, and Guangyin Zhang. The resistance against optical damage of near-stoichiometric LiNbO<sub>3</sub>:Mg crystals prepared by vapor transport equilibration. *Optical Materials*, 29:885–888, 2007.
- [124] T. Volk, N. Rubinina, and M. Wöhlecke. Optical-damage-resistant impurities in lithium-niobate. *J. Opt. Soc. Am. B*, 11:1681–1687, 1994.
- [125] W. M. Young, R. S. Feigelson, M. M. Fejer, M. J. F. Digonnet, and H. J. Shaw. Photorefractive-damage-resistant Zn-diffused waveguides in MgO:LiNbO<sub>3</sub>. *Opt. Lett.*, 16:995–997, 1991.
- [126] T. Volk, M. Wöhlecke, and N. Rubinina. Optical damage resistance in lithium niobate. In P. Günter and J. P. Huignard, editors, *Photorefractive materials and their applications 2, Materials*, pages 165–203. Springer, 2007.
- [127] M. Fontana, K. Chah, M. Aillerie, R. Muras, and P. Bourson. Optical resistance in undoped LiNbO<sub>3</sub> crystals. *Opt. Mat.*, 16:111–117, 2001.



- [128] Masaru Nakamura, Shunji Takekawa, Yuowen Liu, and Kenji Kitamura. Optical damage resistance of near-stoichiometric  $\text{LiNbO}_3$  crystal doped with  $\text{Sc}^{3+}$ . *Japanese Journal of Applied Physics*, 43(7B):L947–L949, 2004.
- [129] A. Ikeda, T. Oi, K. Nakayama, Y. Otsuka, and Y. Fujii. Temperature and electric field dependences of optical damage in proton-exchanged waveguides formed on  $\text{MgO}$ -doped lithium niobate crystals. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 44:L1407–9, 2005.
- [130] Angel Méndez. *Propiedades electroópticas y fotorrefractivas de guías de onda  $\text{PE:LiNbO}_3$* . PhD thesis, Universidad Autónoma de Madrid, 2001.
- [131] Gonzalo de la Paliza. *Guías de onda  $\text{PE:LiNbO}_3$  para aplicaciones fotorrefractivas*. PhD thesis, Universidad Autónoma de Madrid, 2004.
- [132] P. Günter and J. P. Huignard. *Photorefractive Materials and Their Applications II*. Springer-Verlag, 1989.
- [133] H. Kogelnik. Coupled wave theory for thick hologram gratings. *The Bell System Technical Journal*, 48(9):2909–2947, November 1969.
- [134] J. G. Murillo, L. F. Magaña, M. Carrascosa, and F. Agulló-López. Effects of light modulation on grating phase shifts in photorefractive recording. *Opt. Commun.*, 139:81–84, 1997.
- [135] J. V. Alvarez-Bravo, M. Carrascosa, and L. Arizmendi. Experimental effects of light-intensity modulation on the recording and erasure of holographic gratings in BSO crystals. *Opt. Commun.*, 103:22–28, 1993.
- [136] K. Peithmann, A. Wiebrock, and K. Buse. Photorefractive properties of highly-doped lithium niobate crystals in the visible and near-infrared. *Appl. Phys. B*, 68:777–784, 1999.
- [137] Y. Kondo and Y. Fujii. Photorefractive effect in proton-exchanged waveguiding layers formed on lithium niobate and lithium tantalate crystals. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 34:L309–L311, 1995.
- [138] S. M. Kostitskii, D. Kip, and E. Kratzig. Improvement of photorefractive properties of proton-exchanged  $\text{LiTaO}_3$  waveguides. *Appl. Phys. B*, 65:517–522, 1997.
- [139] T. Volk and L. Whölecke. Lithium niobate, defects, photorefraction and ferroelectric switching. *Springer Series in Material Science*, 115, 2008.
- [140] M. Kösters, B. Sturmann, P. Werheit, D. Haertle, and K. Buse. Optical cleaning of lithium niobate crystals. *Nature Photon*, 3:510–513, 2009.

- [141] A. Alcázar, J. Rams, J. M. Cabrera, and F. Agulló-López. Light-induced damage mechanisms in  $\alpha$ -phase proton-exchanged LiNbO<sub>3</sub> waveguides. *Appl. Phys. B*, 68:989–993, 1999.
- [142] Olga Caballero-Calero. *Nonlinear Optical Waveguides in LiNbO<sub>3</sub> and Periodically Poled LiNbO<sub>3</sub>*. PhD thesis, Universidad Autónoma de Madrid, 2007.
- [143] A. Alcázar de V., B. Ramiro, J. Rams, B. Alonso, G. Rojo, V. Bermúdez, and J. M. Cabrera. Temperature effects in proton exchanged LiNbO<sub>3</sub> waveguides. *Appl. Phys. B*, 79:845–849, 2004.
- [144] R. Müller, M. T. Santos, L. Arizmendi, and J. M. Cabrera. A narrow-band interference filter with photorefractive LiNbO<sub>3</sub>. *J. Phys. D*, 27:241–246, 1994.
- [145] K. Buse, S. Breer, K. Peithmann, S. Kapphann, M. Gao, and E. Krätzig. Origin of thermal fixing in photorefractive lithium niobate crystals. *Phys. Rev. B*, 56:1225–1235, 1997.
- [146] J. Rams, F. Agulló-Rueda, and J. M. Cabrera. Structure of high index proton exchange LiNbO<sub>3</sub> waveguides with undegraded nonlinear optical coefficients. *Appl. Phys. Lett.*, 71:3356, 1997.
- [147] M. Goulikov, K. Bastwöste, S. Möler, M. Imlau, and M. Wöhlecke. Thickness dependence of photo-induced light scattering in photorefractive ferroelectrics. *J. Phys.: Condens. Matter*, 20:075225, 2008.
- [148] D. Berben, K. Buse, S. Wevering, P. Herth, M. Imlau, and T. Wolkie. Lifetime of small polarons in iron-doped lithium-niobate crystals. *J. Appl. Phys.*, 21:123201, 2000.
- [149] A. Erdmann. The influence of shallow traps on the properties of LiNbO<sub>3</sub>. *Opt. Commun.*, 93:44–48, 1992.
- [150] M. Simon, F. Jermann, and E. Krätzig. Intrinsic photorefractive centers in LiNbO<sub>3</sub>. *Appl. Phys. B*, 61:89–93, 1995.
- [151] N. Iyi, K. Kitamura, F. Izumi, K. Yamamoto, T. Hayasi, H. Asano, and S. Kimura. Comparative study of defects structures in lithium niobate with different compositions. *J. Sol. Stat. Chem*, 101:340–352, 1992.
- [152] S. A. Basun, D. R. Evans, T. J. Bunning, and S. Guha. Optical absorption spectroscopy of Fe<sup>2+</sup> and Fe<sup>3+</sup> ions in LiNbO<sub>3</sub>. *J. Appl. Phys.*, 92:7051–7055, 2002.
- [153] O. F. Schirmer, M. Imlau, C. Merschjann, and B. Schoke. Electron small polarons and bipolarons in LiNbO<sub>3</sub>. *J. Phys.: Condens. Matter*, 21:1034–1041, 2009.

- [154] B. I. Sturmann, M. Carrascosa, F. Agulló-López, and J. Limeres. Theory of high-temperature photorefractive phenomena in  $\text{LiNbO}_3$  crystals. *Phys. Rev. B*, 57:12792–12805, 1998.
- [155] M. Carrascosa and F. Agulló-López. Theoretical model of the fixing and developping of holographic gratings in  $\text{LiNbO}_3$ . *J. Opt. Soc. Am. B*, 7:2317–2322, 1990.
- [156] L. Arizmendi, P. D. Townsend, M. Carrascosa, J. Baquedano, and J. M. Cabrera. Photorefractive fixing and related thermal effects in  $\text{LiNbO}_3$ . *J. Phys.: Condens. Matter*, 3:5399–5406, 1991.
- [157] N. Zotov, H. Boysen, F. Frey, T. Metzger, and E. Born. Cation substitution models of congruent  $\text{LiNbO}_3$  investigated by X-ray and neutron powder diffraction. *J. Phys. Chem. Solids*, 55:145–152, 1994.
- [158] F. Ludtke, J. Villarroel, A. García-Cabañes, K. Buse, and M. Carrascosa. Correlation between photorefractive index-changes and optical damage thresholds z-cut proton-exchanged- $\text{LiNbO}_3$  waveguides. *Opt. Express*, 17:658–665, 2009.
- [159] M. Kösters, C. Becher, D. Haertle, B. Sturman, and K. Buse. Charge transport properties of undoped congruent lithium niobate crystals. *Appl. Phys. B*, 97:811–815, 2009.
- [160] Eugene Hecht and Alfred Zajac. *Optica*. Addison-Wesley Iberoamericana, 1986.
- [161] G. Lifante. *Integrated Photonics: Fundamentals*. Wiley, Wiltshire, 2003.
- [162] J. Ramiro-Díaz and A. Alcázar de Velasco. Ortogonal mode decomposition for efficient BPM applied to optical waveguides. *Ferroelectrics*, 390:71–78, 2009.
- [163] J. Crank and P. Nicolson. A practical method for numerical evaluation of solutions of partial differential equations of the heat-conduction type. *Adv. Comput. Math.*, 6:207–226, 1996 (Original 1947).
- [164] Samuel García Salas. BPM Tridimensional para la Transmisión No-lineal de Señales en Guías de Onda Ópticas. Technical report, Universidad Politécnica de Madrid, 2009.
- [165] S. M. Kostritskii, Y. N. Korkishko, V. A. Fedorov, R. F. Tavlykaev, and R. V. Ramaswamy. Photorefractive gratings in a  $\text{Ti:LiNbO}_3$  waveguide doped by proton-assisted copper exchange technique. In P. Delaye, C. Denz, L. Mager, and G. Montemezzani, editors, *Photorefractive Effects, Materials, and Devices in OSA Trends in Optics and Photonics*, volume 87, page 603. Optical Society of America, 2003.
- [166] P. Yeh. Two-wave mixing in nonlinear media. *IEEE J. Quantum Electron.*, 25:484–519, 1989.

- [167] F. Devaux, J. Safioui, M. Chauvet, and R. Passier. Two-photoactive-center model applied to photorefractive self-focusing in biased linbo3. *Phys. Rev. A*, 81:013825, 2010.